

ISSN 1024-7084

Номер 1

Январь - Февраль 2023

ИЗВЕСТИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА



www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Номер 1, 2023

Двойственность картины обтекания затупленного ребра сверхзвуковым потоком вязкого газа: влияние малого скоса передней кромки <i>Е. В. Колесник, Е. М. Смирнов</i>	3
Газодинамические модели взаимодействия кометных атмосфер с солнечным ветром <i>В. Б. Баранов</i>	12
Взаимодействие сверхзвукового звездного ветра с набегающим потоком межзвездной среды: влияние азимутального магнитного поля звезды <i>С. Д. Корольков, В. В. Измоденов</i>	31
Использование волновых движителей на судне с малой площадью ватерлинии <i>В. В. Прокофьев, Е. А. Архангельский, А. В. Бойко, Е. В. Филатов</i>	41
Перенос вещества падающей капли в толщу жидкости в начальной стадии процесса слияния <i>А. Ю. Ильиных, Ю. Д. Чашечкин</i>	54
Влияние термофореза частиц на конвекцию магнитных жидкостей в узких каналах при подогреве снизу <i>А. Ф. Глухов, А. С. Сидоров</i>	69
Численное моделирование управления турбулентным потоком на входе в трубу с целью ламинаризации течения <i>В. Г. Луцки, М. С. Макарова, А. И. Решмин</i>	81
Влияние ограничения потока боковыми стенками на поперечное обтекание кругового цилиндра при умеренных числах Рейнольдса <i>О. А. Душина, Е. И. Калинин, М. А. Клюев, А. Б. Мазо, В. М. Молочников</i>	97
Движение поршня, разделяющего магнитную и немагнитную жидкости, в магнитном поле <i>У. В. Волкова, Д. И. Меркулов, С. А. Калмыков, Д. А. Пелевина, В. А. Налетова</i>	115
Несущие профили, близкие к обтекаемым с наибольшими критическими числами Маха <i>А. Н. Крайко, В. А. Шаповалов</i>	127
Построение точных решений системы уравнений одномерной газовой динамики без градиентной катастрофы <i>А. В. Аксенов, К. П. Дружков</i>	135
Формирование ударно-волнового течения при локализации наносекундных разрядов в нестационарном потоке в канале с препятствием <i>Д. И. Долбня, И. А. Знаменская, А. Е. Луцкий, Н. Н. Сысоев</i>	144

УДК 519.6:533.6.011

ДВОЙСТВЕННОСТЬ КАРТИНЫ ОБТЕКАНИЯ ЗАТУПЛЕННОГО РЕБРА СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВЯЗКОГО ГАЗА: ВЛИЯНИЕ МАЛОГО СКОСА ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ

© 2023 г. Е. В. Колесник^{а,*}, Е. М. Смирнов^а

^аСанкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: kolesnik.ev1@spbstu.ru

Поступила в редакцию 22.09.2022 г.

После доработки 11.10.2022 г.

Принята к публикации 11.10.2022 г.

Представлены результаты численного решения задачи сверхзвукового обтекания симметричного затупленного ребра, установленного на пластине, вдоль которой развивается пограничный слой. Исходная постановка задачи основана на расчетно-экспериментальной работе Tutty и соавт. (2013), в которой изучался ламинарный режим обтекания перпендикулярного к пластине ребра при числе Маха внешнего потока, равном 6.7. Ранее авторами было показано (2020), что для данных условий существуют два устойчивых решения задачи, которые отвечают метастабильным состояниям потока с различной конфигурацией вихревой структуры и картиной локального теплообмена. В настоящей работе исследовано влияние малой скошенности передней кромки на вихревую структуру потока в отрывной области, локальный теплообмен, и на возможность получения двойственного решения. Построены бифуркационные диаграммы, определяющие для двух решений положение центра основного подковообразного вихря в плоскости симметрии и протяженность отрывной области в зависимости от угла скоса.

Ключевые слова: высокоскоростные течения, вязко-невязкое взаимодействие, подковообразные вихри, численное моделирование, двойственность решения

DOI: 10.31857/S0568528122600655, **EDN:** AJONLC

Изучение структуры потока при обтекании сверхзвуковыми потоками каких-либо конструктивных элементов, закрепленных на обтекаемой поверхности, возникает во многих практических задачах авиакосмической отрасли, в частности, при конструировании таких элементов летательных аппаратов, как соединения фюзеляжа и крыла, хвостового оперения и других элементов [1–4]. Задачи данного класса, рассматриваемые с середины прошлого века, остаются актуальными и в настоящее время, за последние годы был получен значительный объем информации о ключевых особенностях течения. Наиболее часто в литературе рассматривается модельная задача об обтекании сверхзвуковым потоком симметричного затупленного ребра, установленного на пластине. Результаты исследований показывают, что натекание пограничного слоя на ребро приводит к сложным эффектам вязко-невязкого взаимодействия, включая: формирование системы скачков и волн уплотнения, вид которой зависит не только от параметров пограничного слоя в набегающем потоке, но и в значительной степени от геометрии обтекаемого препятствия; образование передней отрывной области с системой подковообразных вихрей; сильную неоднородность характеристик потока и локального теплообмена в области перед ребром и т.д. [5–8]. Авторами работы [5] выполнено экспериментальное исследование ламинарного обтекания сверхзвуковым потоком установленного на пластине затупленного ребра (при числе Маха набегающего потока 6.7), рассмотрены варианты закрепления ребра как под прямым углом, так и под некоторым углом скоса передней кромки. Продолжение исследований для случая перпендикулярного к пластине ребра выполнено в [6], где для нескольких вариантов ребра с различным диаметром затупления приведены детальные экспериментальные данные, а также данные численного моделирования на основе стационарной формулировки задачи, показано хорошее согласие результатов расчета с данными эксперимента. В более позднем расчетном исследовании [7] было установлено, что для некоторых случаев, исследованных в [6], численное решение является нестационарным. В недавней работе [8] численно, на основе нестационарной

постановки исследовалось ламинарное сверхзвуковое обтекание затупленного ребра при относительно больших углах скоса передней кромки.

Несмотря на достигнутый прогресс в исследованиях такого рода течений, на данный момент имеется множество аспектов, требующих более детального изучения. В частности, малоисследованной областью остаются вопросы возможной неединственности решения, развитие неустойчивостей и перехода к автоколебательным нестационарным режимам течения при изменении определяющих параметров задачи [9, 10]. Недавно в наших исследованиях было показано [11], что для условий, принятых в расчетно-экспериментальной работе [6], возможно существование двойственного решения, при этом двум разным решениям отвечают метастабильные состояния потока с различной конфигурацией вихревой структуры в передней отрывной области; обнаруженная двойственность решения существует в некотором диапазоне чисел Рейнольдса [11]. Отметим в связи с этим, что авторы работы [6] трактовали численные решения, полученные для трех значений числа Рейнольдса ($Re_D = 1.25 \times 10^4, 2.50 \times 10^4, 3.75 \times 10^4$) как единственно возможные.

Следует отметить также, что возможность существования неединственного решения при сверхзвуковом обтекании системы тел или их отдельных элементов является хорошо известным фактом, физическая сторона которого заключается в сильной нелинейности газодинамических процессов. Одним из примеров является экспериментальное и численное подтверждение двойственности картины сверхзвукового обтекания модели осесимметричного тела с прямоугольным кольцевым вырезом на боковой поверхности цилиндрического корпуса [12, 13].

Целью настоящей работы является численное исследование влияния малого угла скоса передней кромки на возможность получения двойственного решения при сверхзвуковом обтекании закрепленного на пластине затупленного ребра, а также сравнительный анализ вихревой структуры течения и характеристик локального теплообмена, присущих двум устойчивым решениям.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ

Помимо скошенности передней кромки затупленного ребра, постановка задачи основана на данных упомянутой выше расчетно-экспериментальной работы [6], в которой изучалась структура ламинарного потока при сверхзвуковом обтекании установленного перпендикулярно к пластине ребра при числе Маха 6.7. Число Рейнольдса, построенное по диаметру затупления ($D = 2.5$ мм), соответствовало наименьшему из принятых в [6] значений ($Re_D = 1.25 \times 10^4$). В качестве рабочей среды рассматривался воздух ($Pr = 0.71, \gamma = 1.4$). Полная температура набегающего потока составляла $T^0 = 630$ К.

Расчетная область показана на рис. 1. Длина пластины от передней кромки до места закрепления обтекаемого тела $L_{plate} = 145$ мм, остальные размеры расчетной области, в соответствии с данными [6], задавались следующими $R = 76.5$ мм, $L_f = 60$ мм, $H = 25$ мм. Изучалось влияние угла скоса, Ω (см. рис. 1), который варьировался в диапазоне от -10° до $+10^\circ$.

На входной границе расчетной области задавался однородный поток, на поверхности тела и пластины — условие прилипания. Поверхность тела и пластины поддерживалась при постоянной температуре $T_w = 300$ К. На боковых и верхних границах задавались неотражающие граничные условия, на выходе — условие нулевого градиента.

Решались полные трехмерные уравнения Навье—Стокса для термически и калорически совершенного газа. Зависимость коэффициента вязкости от температуры определялась формулой Сазерленда. Для расчетов использовался конечно-объемный неструктурированный программный код SINF/Flag-S [14, 15].

Конвективные потоки на гранях контрольных объемов вычислялись по схеме AUSM [16] второго порядка точности с применением TVD ограничителя van Albada [17] для монотонизации решения. Детальное описание численной схемы представлено в [18]. Расчеты проводились на основе нестационарной постановки, использовался метод «двойных шагов» с трехслойной схемой аппроксимации производной по времени, безразмерный шаг по времени задавался равным $\Delta t U_\infty / L = 3.67 \times 10^{-4}$. В отдельных случаях, когда удавалось получить стационарное сошедшееся решение, использовался метод установления по псевдовремени в сочетании с неявной схемой «в приращениях».

Численные решения получены с использованием квазиструктурированной сетки, содержащей 20 млн ячеек. Достаточность сетки данной размерности обоснована ранее в работе [11].

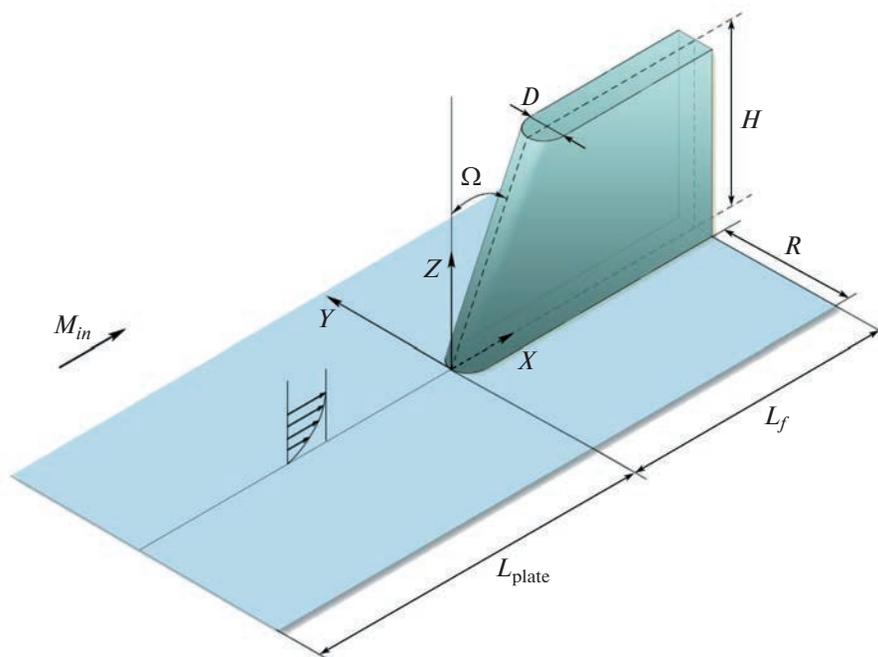


Рис. 1. Схема течения и размеры расчетной области.

Для проведения расчетов использовались вычислительные ресурсы суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (www.scc.spbstu.ru).

ДВОЙСТВЕННОСТЬ КАРТИНЫ ОБТЕКАНИЯ ПРИ НОРМАЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ

Структура течения, отвечающая одному из двух устойчивых решений, приведена на рис. 2, где показаны линии тока и распределение относительного теплового потока на поверхности тела и пластины (q_{w0} – значение теплового потока, рассчитанное для случая пластины без препятствия, при $X/D = 0$). Данное решение, представленное в предыдущей работе авторов [11] и находящееся в хорошем согласии с результатами расчетов [6], ниже обозначается как *I*. Хорошо видны характерные особенности рассматриваемого течения, которые заключаются в формировании отрывной области с системой подковообразных вихрей, огибающих ребро, а также в наличии области повышенной теплоотдачи.

Установленный факт двойственности расчетной картины обтекания демонстрируется на рис. 3, где в верхней его части для двух решений (I и II) иллюстрируется структура потока в плоскости симметрии. Решения отличаются в основном по протяженности передней отрывной области, L_S/D , а также по значениям координаты X_c/D , определяющей положение центра основного подковообразного вихря. В нижней части рисунка показана структура течения, рассчитанная в [6]. Есть все основания считать, что представленная в [6] картина течения соответствует решению I.

ВЛИЯНИЕ УГЛА СКОСА ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ

Для исследования влияния наклона передней кромки на возможность получения двойственного решения проводилась серия параметрических расчетов при различных углах Ω , значения которого варьировались в диапазоне от -10° до $+10^\circ$ с шагом 2.5° . Расчеты проводились с постепенным изменением угла скоса, в ту и другую сторону, стартуя или с решения I или II, полученных при нулевом угле скоса. При этом для каждого нового значения угла скоса в качестве начальных полей задавались поля величин, соответствующие (продолжаемому по параметру) решению, полученному для предыдущего значения угла скоса.

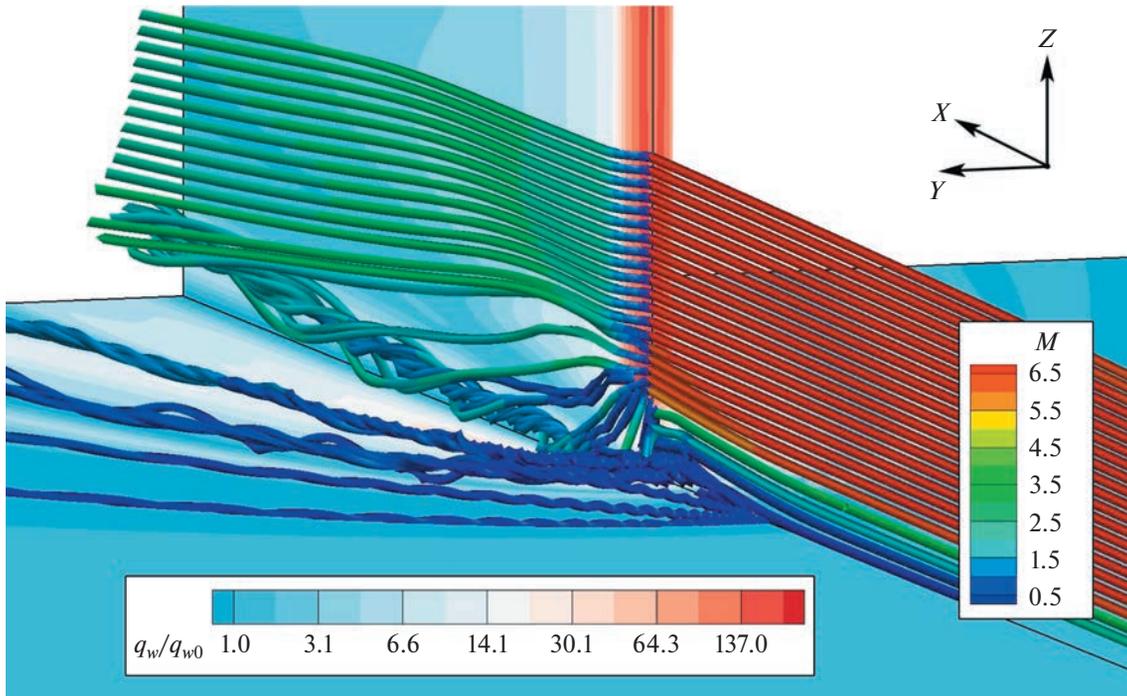


Рис. 2. Иллюстрация трехмерной структуры течения, отвечающей решению I.

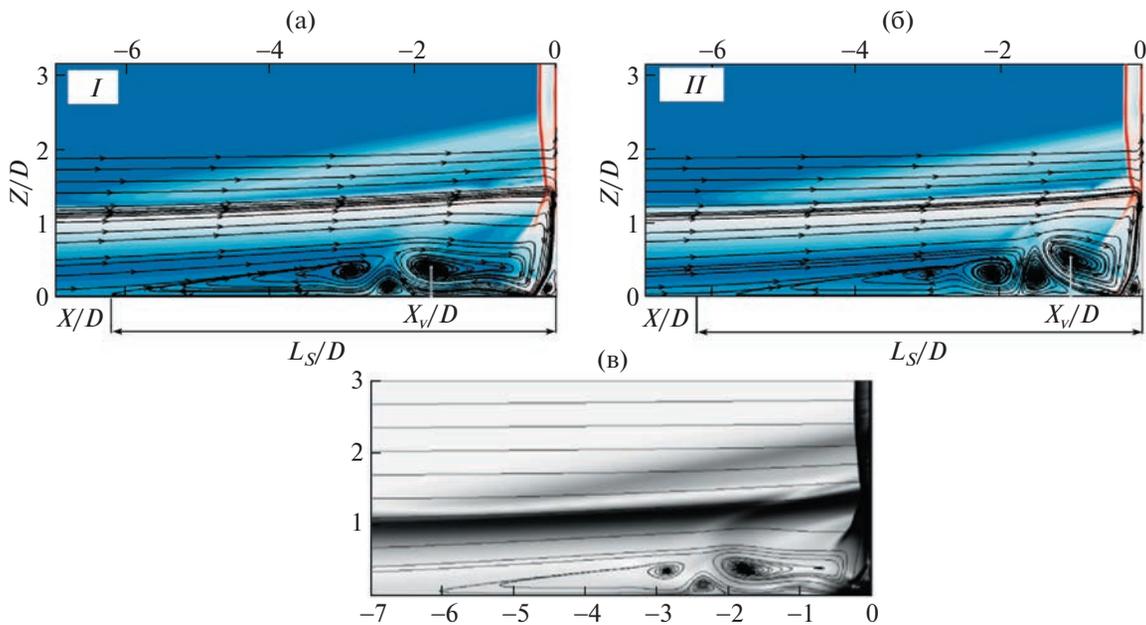


Рис. 3. Структура течения в плоскости симметрии в случае нормальной ориентации передней кромки ребра: (а, б) иллюстрация двойственности решения и (в) картина течения из работы [6].

В случае продолжения решений второго типа для всех значений углов скоса были получены стационарные решения, как и в случае решения первого типа при положительных значениях Ω . В случае же отрицательных углов скоса при продолжении решения первого типа при $\Omega \leq -2.5^\circ$ предсказываются устойчивые квазипериодические колебания потока, с наибольшей интенсивностью осцилляций внутри отрывной области. Возникновение таких колебаний обусловлено быстрым ростом протяженности отрывной области наблюдающимся при увеличении (по моду-

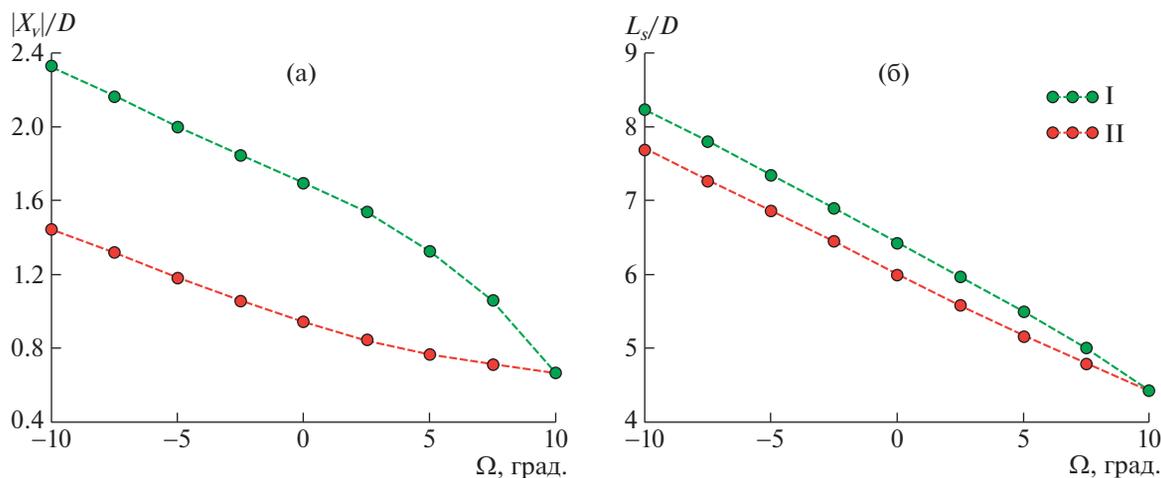


Рис. 4. Бифуркационные диаграммы: положение центра основного подковообразного вихря (а) и длина отрывной области (б).

лю) отрицательного угла скоса; ранее было установлено, что переход к нестационарному режиму течения с ростом числа Рейнольдса также связан с увеличением протяженности передней отрывной области [11]. Колебания с наибольшей амплитудой наблюдаются вблизи обтекаемого тела, в области формирования углового вихря, при этом конфигурация отрывной области, ее протяженность и толщина меняются во времени слабо. Дальнейший анализ ограничивается рассмотрением осредненных по времени характеристик решений, полученных при $\Omega \leq -2.5$.

Для всех отрицательных значений угла скоса было получено два устойчивых решения. При положительных углах скоса два устойчивых решения были получены вплоть до значения $\Omega = 7.5^\circ$. Однако при задании угла скоса, равного 10° , удалось получить лишь единственное (стационарное) решение; отметим, что в расчетах при $\Omega = 10^\circ$ в качестве начальных полей использовались решения обоих типов, рассчитанные при предыдущем значении угла ($\Omega = 7.5^\circ$). Полученные данные позволяют заключить, что значения критического угла скоса передней кромки, при которых двойственность решения исчезает, лежат в интервале значений Ω от 7.5° до 10.0° . Определение более точного значения критического угла представляет собой задачу последующих, весьма трудоемких, расчетов, при которых необходима регенерация расчетной сетки для каждого текущего значения угла.

На рис. 4 приведены бифуркационные диаграммы, иллюстрирующие изменения модуля координаты $|X_v|/D$ (положения центра основного подковообразного вихря) и протяженности передней отрывной области L_s/D в зависимости от угла скоса. При отрицательных значениях угла скоса вид зависимостей для обоих решений близок к линейному. С ростом положительного угла скоса показанные зависимости от угла начинают отчетливо сближаться, с выходом на единственное решение, полученное при $\Omega = 10^\circ$.

Для иллюстрации особенностей структуры двух решений при различной скошенности передней кромки на рис. 5 для нескольких вариантов расчета, в которых было получено двойственное решение, приведены поля числа Маха в плоскости симметрии. Видно, что при различных значениях угла скоса основные отличительные характеристики течения, присущие двум получаемым решениям, в целом, сохраняются, а именно: в первом решении отрывная область более протяженная и сильнее “прижата” к поверхности пластины, основной подковообразный вихрь сильнее вытянут вдоль пластины, его центр расположен дальше от обтекаемого тела, чем во втором решении. Вместе с тем задание положительного угла скоса приводит к тому, что в обоих решениях отрывная область сокращается, а размеры заполняющих ее вихрей уменьшаются. Задание отрицательного угла скоса, наоборот, приводит к более протяженной передней отрывной области, увеличению ее поперечного размера и числа вихрей.

Из сравнения полей числа Маха, полученных при $\Omega = 7.5^\circ$ (рис. 5д) и $\Omega = 10^\circ$ (рис. 5е), можно заключить, что единственное решение, отвечающее случаю $\Omega = 10^\circ$, по структуре ближе к решению вида II.

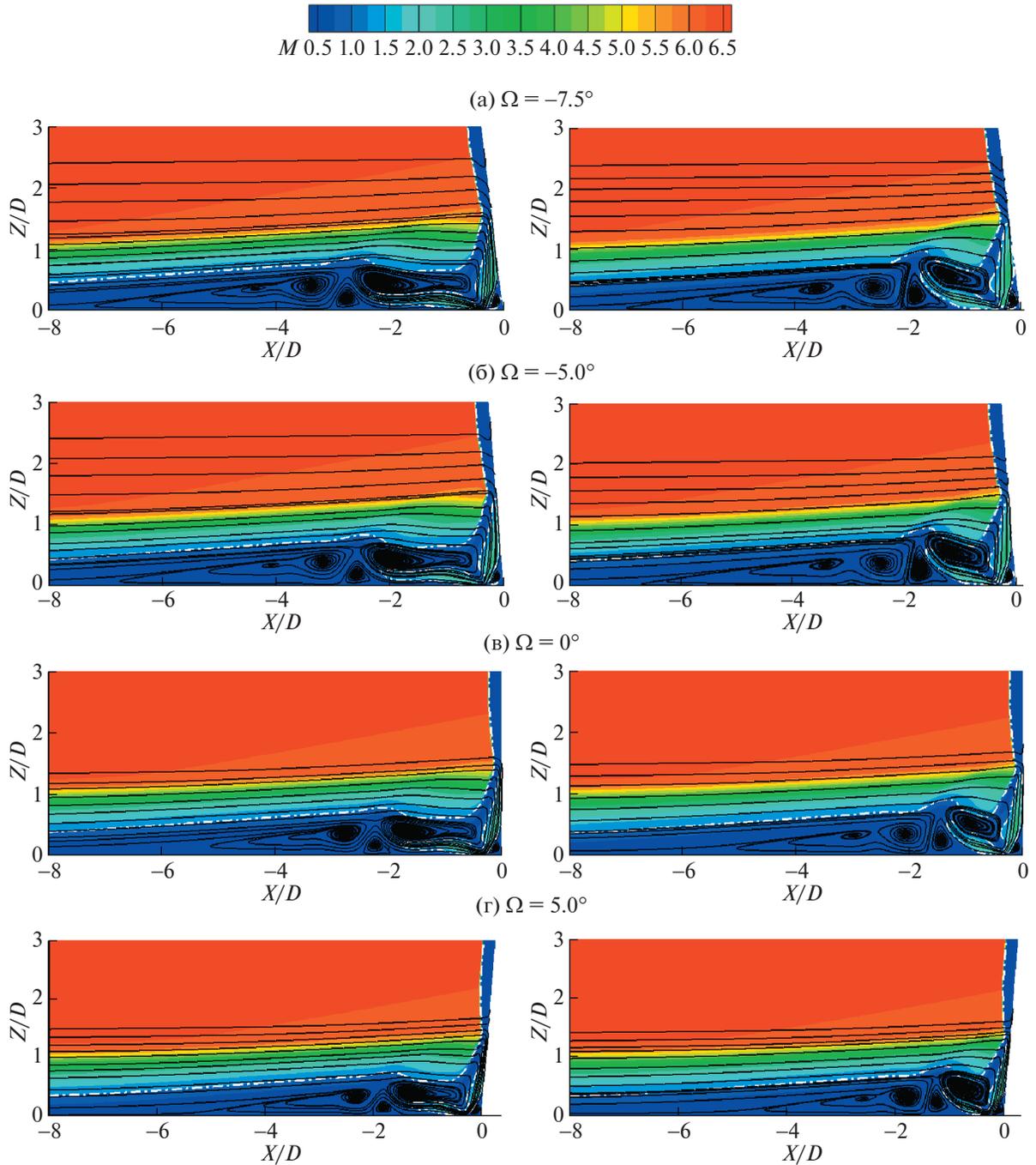


Рис. 5. Поля числа Маха и линии тока в плоскости симметрии (штриховой линией обозначена звуковая линия) для различных значений угла скоса Ω : решения I (слева) и II (справа).

На рис. 6 иллюстрируются отличительные особенности локального теплообмена, предсказываемые двумя решениями для передней области взаимодействия потока и ребра. Здесь для трех значений угла скоса передней кромки ($\Omega = 0^\circ$ и $\Omega = \pm 7.5^\circ$) приведены распределения относительного теплового потока вдоль линии симметрии на пластине (q_{wp} – рассчитанные значения теплового потока на гладкой пластине без препятствия в соответствующих точках). Двойственные распределения теплового потока, полученные при ненулевых углах скоса, в целом аналогичны рассчитанным при $\Omega = 0^\circ$. Характерное для всех случаев немонотонное распределение теплового потока и наличие локальных максимумов связаны с формированием вихрей в отрывной об-

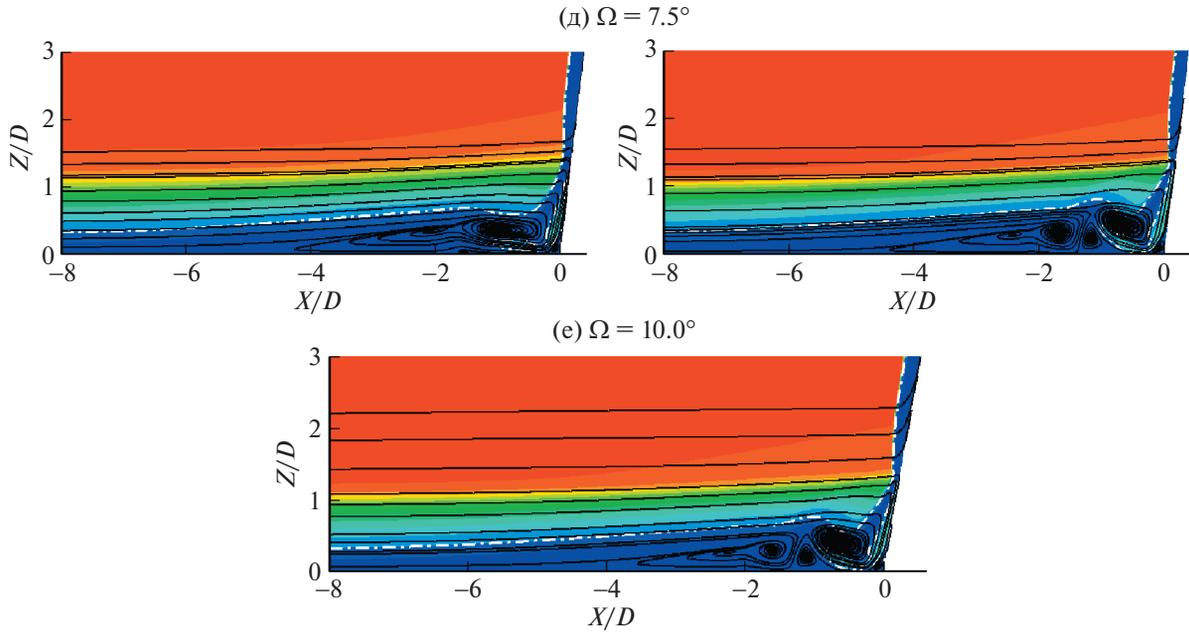


Рис. 5. Окончание

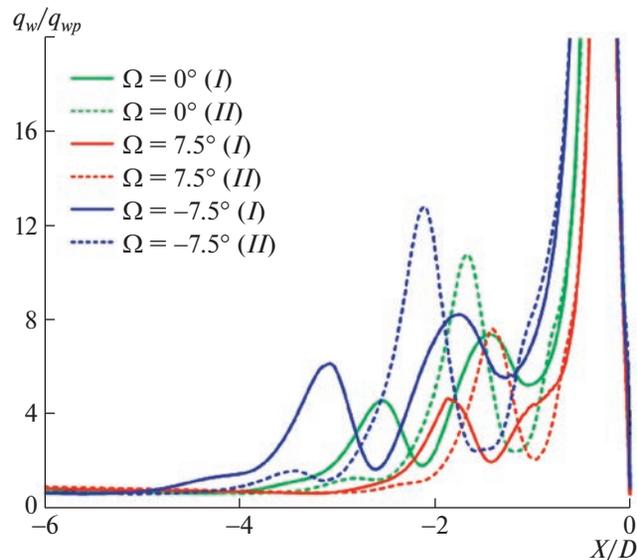


Рис. 6. Распределение относительного теплового потока вдоль линии симметрии на пластине: влияние угла скоса передней кромки ребра.

ласти. Повышенная интенсивность теплообмена наблюдается в области между вихрями — там, где поток «прижимается» к пластине. Для обоих решений в распределении теплового потока имеется глобальный максимум; этот максимум (обрезанный на рис. 4) связан с формированием углового вихря вблизи линии сочленения тела и пластины; укажем также, что в «базовом» случае $\Omega = 0^\circ$ глобальный максимум теплового потока характеризуется значениями $q_w/q_{wp} = 140$ и $q/q_w = 170$ для первого и второго решения соответственно. В случае второго решения наблюдается еще один отчетливо выраженный локальный максимум, в то время как в первом решении выделяются два локальных максимума меньшего уровня. Для обоих типов решения увеличение по модулю отрицательного угла скоса приводит к росту уровня локальных максимумов, при этом они удаляются от передней кромки ребра. При увеличении положительного угла, напротив, уро-

вень локальных максимумов снижается, и они смещаются к обтекаемому телу. Примечательно также, что в случае первого решения при $\Omega = 7.5^\circ$ один из локальных максимумов, прежде расположенный ближе к передней кромке ребра, вырождается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты численного моделирования сверхзвукового обтекания симметричного затупленного ребра, установленного на пластине, вдоль которой развивается пограничный слой. Исходная постановка задачи основана на расчетно-экспериментальной работе [6], в которой при числе Маха внешнего потока, равном 6.7, изучалось взаимодействие ламинарного пограничного слоя с ребром, передняя кромка которого перпендикулярна пластине. Расчеты в настоящей работе проведены при варьировании угла скоса (наклона) передней кромки ребра, с шагом 2.5° в диапазоне от -10° до $+10^\circ$ при отсчете в сторону направления потока.

Установлено, что при всех отрицательных значениях угла скоса существуют два устойчивых решения задачи, в то время как в случае положительного угла скоса два решения удается получить только при углах, меньших или равном 7.5° . Значение критического угла наклона передней кромки, при котором двойственность решения исчезает, лежит в интервале от 7.5° до 10° . Построены диаграммы, иллюстрирующие для двух решений зависимости положения центра основного подковообразного вихря и протяженности передней отрывной области от угла скоса.

При изменении угла скоса, как в положительную, так и в отрицательную сторону, основные отличительные характеристики течения, присущие первому и второму решению при нормальной ориентации передней кромки, в целом, сохраняются: в первом решении отрывная область более протяженная, центр основного подковообразного вихря расположен дальше от передней кромки, и вихрь сильнее вытянут вдоль пластины, чем во втором решении. Вместе с тем с ростом положительных значений угла скоса в обоих решениях отрывная область сокращается, а размеры заполняющих ее вихрей уменьшаются; при увеличении по модулю отрицательного угла тенденция обратная.

Малая скошенность передней кромки существенно влияет на характеристики локального теплообмена. Отрицательный наклон передней кромки приводит к росту уровня локальных максимумов теплового потока и их удалению от передней кромки ребра. В случае положительного наклона, напротив, уровень локальных максимумов снижается, и они смещаются к обтекаемому телу, вплоть до вырождения одного из них при $\Omega = 7.5^\circ$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Korkegi R.H.* Survey of viscous interactions associated with high Mach number flight // *AIAA Journal*. 1971. V. 9. № 5. P. 771–784.
2. *Zhel'tovodov A.* Some Advances in Research of Shock Wave Turbulent Boundary Layer Interactions // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006.
3. *Knight D. et al.* Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions // *Progress in Aerospace Sciences*. 2003. V. 39. P. 121–184.
4. *Dolling D.S.* Fifty Years of Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction Research: What Next? // *AIAA Journal*. 2001. V. 39. № 8. P. 1517–1531.
5. *Schuricht P.H., Roberts G.T.* Hypersonic interference heating induced by a blunt fin // *AIAA J.* 1998. V. 1579. P. 1–9.
6. *Tutty O.R., Roberts G.T., Schuricht P.H.* High-speed laminar flow past a fin-body junction // *J. Fluid Mech.* 2013. V. 737. P. 19–55.
7. *Zhuang Y.Q., Lu X.Y.* Quasi-periodic Aerodynamic Heating in Blunt-fin Induced Shock Wave/Boundary Layer Interaction // *Procedia Eng.* 2015. V. 126. P. 134–138.
8. *Mortazavi M., Knight D.* Simulation of Hypersonic-Shock-Wave–Laminar-Boundary-Layer Interaction over Blunt Fin // *AIAA Journal*. 2019. V. 57. № 8. P. 3506–3523.
9. *Clemens N.T., Narayanaswamy V.* Low-Frequency Unsteadiness of Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interactions // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2014. V. 46. № 1. P. 469–492.
10. *Combs C.S. et al.* Investigating Unsteady Dynamics of Cylinder-Induced Shock-Wave/Transitional Boundary-Layer Interactions // *AIAA Journal*. 2018. V. 56. № 4. P. 1588–1599.
11. *Колесник Е.В., Смирнов Е.М.* Сверхзвуковое ламинарное обтекание затупленного ребра: двойственность численного решения // *Журнал технической физики*. 2021. Т. 91. № 5. С. 764–771.

12. *Гувернюк С.В., Зубков А.Ф.*, Экспериментальное исследование трехмерного сверхзвукового обтекания осесимметричного тела с кольцевой каверной // *ИЗВ. РАН. МЖГ*. 2014. Т. 4. С. 136–142.
13. *Guvernyuk S.V., Zubkov A.F., Simonenko M.M.* Experimental Investigation of the Supersonic Flow over an Axisymmetric Ring Cavity // *J. Eng. Phys. Thermophy.* 2016. V. 89. № 3. P. 678–687.
14. *Kolesnik E.V., Smirnov E.M.* Testing of various schemes with quasi-one-dimensional reconstruction of gasdynamic variables in the case of unstructured-grid calculations // *St. Petersburg Polytechnical University Journal: Physics and Mathematics*. 2017. V. 3. № 3. P. 259–270.
15. *Smirnov E.M. et al.* Comparison of RANS and IDDES solutions for turbulent flow and heat transfer past a backward-facing step // *Heat Mass Transfer*. 2018. V. 54. № 8. P. 2231–2241.
16. *Liou M.-S., Steffen C.J.* A New Flux Splitting Scheme // *Journal of Computational Physics*. 1993. V. 107. № 1. P. 23–39.
17. *van Albada G.D. van Leer, Roberts W.W.* A Comparative Study of Computational Methods in Cosmic Gas Dynamics // *Upwind and High-Resolution Schemes*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1997. P. 95–103.
18. *Kolesnik E., Smirnov E., Smirnovsky A.* RANS-based numerical simulation of shock wave/turbulent boundary layer interaction induced by a blunted fin normal to a flat plate // *Computers & Fluids*. 2022. V. 247. P. 105622.

УДК 524.3

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОМЕТНЫХ АТМОСФЕР С СОЛНЕЧНЫМ ВЕТРОМ

© 2023 г. В. Б. Баранов^{а,*}

^аИнститут проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

*E-mail: baranov@ipmnet.ru, vladimir.b.baranov@gmail.com

Поступила в редакцию 10.10.2022 г.

После доработки 11.10.2022 г.

Принята к публикации 11.10.2022 г.

Рассматриваются газодинамические модели взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами. Интерес к созданию таких моделей резко возрос после начала исследований комет при помощи космических аппаратов, запускаемых на близкие расстояния от их поверхностей. Приборы, установленные на этих аппаратах, давали возможность экспериментального исследования параметров истечения газа с поверхностей комет при их приближении к Солнцу и его взаимодействие с потоком плазмы солнечного ветра, что невозможно было делать при помощи спектро-фотометрии. Начало таких исследований было положено почти мгновенным сближением нескольких космических аппаратов с кометой Галлея в марте 1986 г. Только через 28 лет аппарат Розетта (Rosetta), запущенный Европейским космическим агентством (ESA), по сложной траектории сблизился с кометой Чурюмова–Герасименко и, маневрируя вблизи этой кометы в течение более двух лет, проводил, в частности, исследования по взаимодействию ее атмосферы с солнечным ветром.

Ключевые слова: солнечный ветер, кометная атмосфера, плазменная компонента газа, межпланетное магнитное поле

DOI: 10.31857/S0568528122700037, EDN: AKRDVV

Природа взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами зависит от многих параметров. Одним из них является расстояние кометного ядра от Солнца. Если, например, ядро кометы состоит преимущественно из замороженных молекул воды H_2O , а его радиус $r_n = 1$ км, то, при расстоянии от Солнца $d > 4$ а.е. (астрономических единиц) испарение воды вследствие его нагревания солнечным излучением будет чрезвычайно мало, а испаряющиеся молекулы воды не могут вызывать возмущение параметров солнечного ветра.

Спектрофотометрия, как наземными приборами, так и приборами, устанавливаемыми на спутниках Земли, дает наиболее качественные наблюдения комет. Однако спектрофотометрические методы не являются эффективными для исследования основных характеристик взаимодействия солнечного ветра с атмосферами комет. В начале 80-ых годов прошлого столетия мировым научным сообществом началась активная подготовка к запуску специальных космических аппаратов для исследования взаимодействия солнечного ветра с атмосферой кометы Галлея, которая в марте 1986 г. должна была находиться в перигелии (период ее вращения вокруг Солнца составляет 74 года). На российских аппаратах Вега-1 и Вега-2 (Vega), европейском Джотто (Giotto) и японских Суисеи (Suisei) и Сакигакэ (Sakigake) были установлены приборы, измерявшие почти все параметры взаимодействия этой кометы с солнечным ветром. Уже через несколько месяцев предварительные результаты таких измерений и их первичная интерпретация были опубликованы в журнале Nature (май 1986 г.). Только через 18 лет (в 2004 г.) Европейским космическим агентством (ESA) был запущен космический аппарат Розетта (Rosetta) для исследования взаимодействия кометы Чурюмова–Герасименко с солнечным ветром, который через десять лет сблизился с этой кометой, когда она находилась в районе перигелия. В отличие от мгновенного пролета нескольких аппаратов вблизи кометы Галлея в 1986 г., аппарат Розетта в течение двух лет (до 2016 г.) медленно маневрировал вблизи комы этой кометы, измеряя не только параметры истекающего из кометы газа, но и параметры солнечного ветра в ее окрестности.

Исследование кометной активности при помощи космических аппаратов привело к бурному развитию различных теоретических моделей обтекания комет солнечным ветром. Хотелось бы подчеркнуть, что развитие гидродинамических моделей началось с пионерской работы Бирмана, Бросовского и Шмидта [1]. Подробный обзор таких моделей до запуска в 2004 г. аппарата Розетта к комете Чурюмова–Герасименко содержится в работе [2]. Однако исследование взаимодействия солнечного ветра с атмосферой кометы Чурюмова–Герасименко при помощи аппарата Розетта носило необычный характер, который был связан с медленным его маневрированием вблизи комы кометы в течение более двух лет. В представляемой обзорной работе проводится сравнительный анализ результатов гидродинамических и магнитогидродинамических (МГД) моделей взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами, сравнение полученных в них результатов с уже полученными данными экспериментов, а также предсказание тех явлений, которые могут быть обнаружены при помощи дальнейших экспериментальных исследований в этой области.

1. КАЧЕСТВЕННАЯ КАРТИНА ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА С КОМЕТНЫМИ АТМОСФЕРАМИ

Как известно, солнечный ветер представляет собой сверхзвуковой поток полностью ионизованной водородной плазмы, истекающий из солнечной короны. Этот поток не может быть возмущен кометой, которая находится на большом расстоянии от Солнца из-за отсутствия у нее атмосферы. Только на небольших гелиоцентрических расстояниях (порядка 1–3 а.е.) у кометы появляется атмосфера вследствие испарения с ее твердой поверхности молекул газа (главным образом, это либо H_2O , либо CO_2) с последующей их ионизацией под действием солнечной радиации. При этом взаимодействие солнечного ветра с заряженной компонентой кометного газа (в дальнейшем плазменной компонентой) можно описать в рамках газодинамического приближения, как это было предложено в пионерской работе [1]. Если поток кометной плазмы является также сверхзвуковым, что чаще всего предполагается в теоретических моделях, то взаимодействие двух сверхзвуковых потоков должно приводить к образованию двух ударных волн (головной ударной волны BS в солнечном ветре и внутренней ударной волны IS в кометной плазме) и тангенциального разрыва, разделяющего два плазменных потока. В соответствии с принятой в геофизической литературе терминологией, тангенциальный разрыв будем в дальнейшем называть “кометопаузой” и обозначать его везде через CP.

Качественная картина возникающего течения, согласно работе [1], изображена на рис. 1. На некотором расстоянии от кометного ядра R (“радиус расщепления”) кометные молекулы становятся бесстолкновительными и проникают в солнечный ветер, продолжая ионизоваться солнечной радиацией. При этом протоны солнечного ветра “захватывают” молекулярные ионы, что приводит к возмущению сверхзвукового потока до головной ударной волны BS. Этот процесс, который не освещается в [1], называется “нагрузением” солнечного ветра. Представленная на рис. 1 качественная картина взаимодействия кометных атмосфер с солнечным ветром не учитывает влияние межпланетного магнитного поля, которое существенно усложняет создание теоретических моделей такого взаимодействия. В частности, в силу вмороженности магнитного поля в плазму солнечного ветра, оно не может проникать в кому кометы (кометы не имеют собственного магнитного поля), а его силовые линии разворачиваются на тангенциальном разрыве CP, что приводит к необходимости создавать трехмерные модели такого взаимодействия.

2. ПАРАМЕТРЫ ИСТЕКАЮЩЕГО ИЗ КОМЕТНОГО ЯДРА ГАЗА И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ПРОИСХОДЯЩИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА С КОМЕТНЫМИ АТМОСФЕРАМИ

Как уже было отмечено, на очень больших гелиоцентрических расстояниях поверхность кометного ядра не может быть нагрета солнечной радиацией до температур, приводящих к испарению замерзшего кометного вещества. Для комет, ядро которых состоит в основном из замерзшей воды, процесс испарения без образования жидкой фазы (возгонка) становится существенным на расстояниях порядка 2 а.е. На рис. 2, взятом из работы [3], представлено распределение скорости, плотности и температуры испаряющегося из кометного ядра газа, как функции расстояния кометы от Солнца (сферически-симметричная модель). Для расчета распределения этих параметров использовались закон Клаузиуса–Клапейрона

$$n_s = n_0 \frac{T_0}{T_s} \exp \left[\frac{L}{kN_A} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_s} \right) \right], \quad (2.1)$$

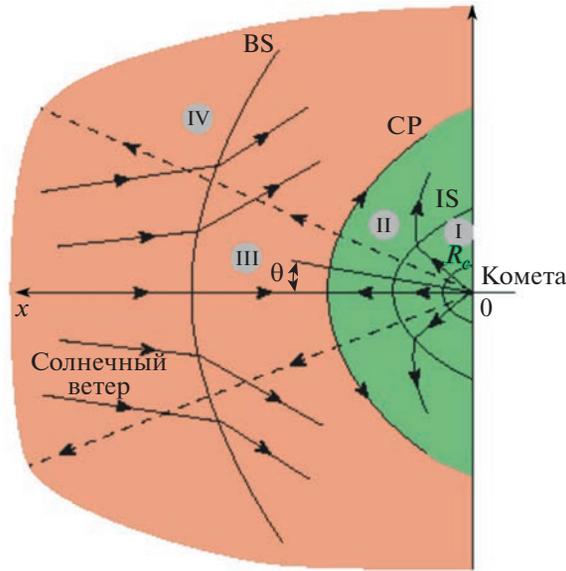


Рис. 1. Качественная картина взаимодействия солнечного ветра и кометной атмосферы [1]. *IS* – ударная волна торможения ионизованной (плазменной) компоненты кометного газа, *CP* – тангенциальный разрыв, разделяющий солнечный ветер и плазменную компоненту кометного газа, *BS* – головная ударная волна торможения солнечного ветра, *R* – “радиус расщепления”, после которого молекулы, истекающие из ядра кометы, становятся бесстолкновительными.

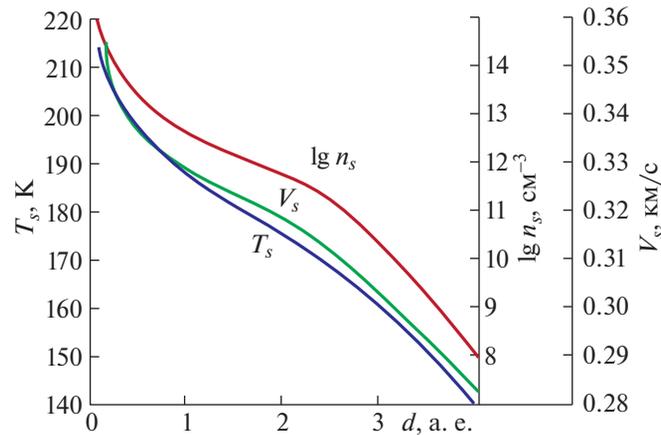


Рис. 2. Скорость V_s , плотность n_s и температура T_s испаряющегося с поверхности кометного ядра газа (например, молекул H_2O) как функция расстояния кометы от Солнца d (в астрономических единицах), полученные в работе [3].

и упрощенное уравнение энергии на поверхности ядра кометы

$$\frac{1 - A_s}{d^2} J = \epsilon_s \sigma T_s^4 + \frac{L}{N_A} n_s V_s. \tag{2.2}$$

Скорость истечения газа из кометного ядра в [3] считалась равной скорости звука и определялась по формуле

$$V_s = \sqrt{\frac{\gamma k T_s}{m_c}} \tag{2.3}$$

которая может быть верна только для слабо запыленных комет. В уравнениях (2.1)–(2.3) L – скрытая теплота испарения (для молекул воды $\sim 5.0 \times 10^{11}$ эрг/моль), J – солнечная постоянная,

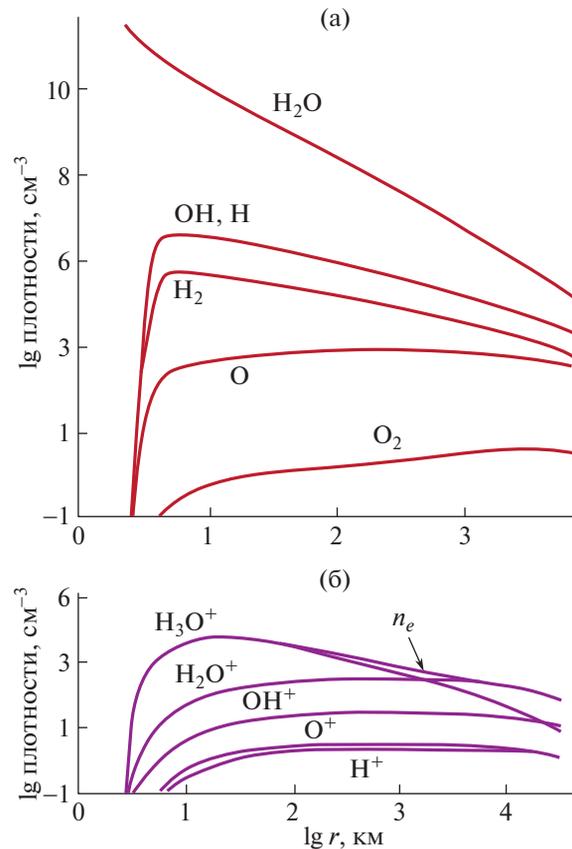


Рис. 3. Значения концентраций нейтральных атомов и молекул (а) и их ионов (б), образованных из родительских молекул воды вследствие процессов фотоионизации солнечным излучением как функций расстояния от кометного ядра, полученные в работе [4] при расстоянии от Солнца в 1 а.е.

A_s – болометрическое альbedo, ϵ_s – коэффициент солнечного излучения в инфракрасном диапазоне, σ – постоянная Стефана – Больцмана, N_A – число Авогадро, k – постоянная Больцмана, γ – удельная теплоемкость, n_0 и T_0 – принятые в [3] параметры для плотности и температуры ($1.94 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и 373°K соответственно).

В работе [4] уравнения (1.1)–(1.3) использовались в качестве граничных условий для расчета в одномерном приближении концентраций различных атомов, молекул и их ионов в результате химических реакций в расширяющемся потоке кометного газа, частицы которого подвержены фотоионизации солнечным излучением. Было принято в расчет 12 главных компонент (H_2O , OH , H , H_2 , O_2 , H_3O^+ , H_2O^+ , OH^+ , O^+ , H^+) и 27 химических реакций. Полученные в этой работе результаты представлены на рис. 3. Из этого рисунка видно, что на расстояниях от кометы $r > 10^3 \text{ км}$ преобладающим в кометной плазме становятся ионы воды, которые начинают активно тормозить полностью ионизованную водородную плазму солнечного ветра. Следует заметить, что сферически-симметричные модели, результаты которых представлены на рис. 2 и рис. 3, справедливы, во-первых, для быстро вращающихся комет и, во-вторых, для слабо запыленных, к которым относятся кометы Галлея и Чурюмова–Герасименко.

Рассмотрим более подробно те физико-химические процессы, которые важны для создания магнитогидродинамических моделей взаимодействия кометных атмосфер с солнечным ветром. Главное внимание в представляемом обзоре будет уделено кометам, атмосферы которых состоят, в основном, из молекул воды H_2O . К таким кометам относятся кометы Галлея и Чурюмова–Герасименко, т.е. те кометы, вблизи которых физические процессы исследовались при помощи приборов, установленных на космических аппаратах.

Одним из основных процессов в расширяющемся потоке испаряющихся с поверхности кометы молекул воды является их фотоионизация солнечным излучением



В результате этой реакции кометный газ становится частично ионизованным и начинает активно взаимодействовать с солнечным ветром. Сверхзвуковой поток частично ионизованного кометного газа, взаимодействуя со сверхзвуковым потоком солнечного ветра, приводит к образованию двух ударных волн и тангенциального разрыва, изображенных на рис. 1 [1]. До “радиуса расцепления” R молекулы воды, кроме того, испытывают процесс резонансной перезарядки



На расстоянии от кометного ядра $r > R$ молекулы воды свободно проникают в солнечный ветер, где продолжают процессы их фотоионизации и резонансной перезарядки с последующим “захватом” их ионов протонами солнечного ветра. Этот процесс приводит к возмущению потока плазмы солнечного ветра до головной ударной волны BS, как это видно из рис. 1. В солнечном ветре, как будет показано ниже, важной реакцией будет и процесс перезарядки молекул воды с протонами



Наличие межпланетного магнитного поля приводит к существенному усложнению создания моделей взаимодействия кометных атмосфер с солнечным ветром. Прежде всего это связано с тем, что магнитогидродинамические (МГД) модели должны быть трехмерными, поскольку межпланетное магнитное поле имеет спиральную структуру с ненулевым наклоном его силовых линий к оси комета – Солнце, а его давление влияет на форму и положение тангенциального разрыва CP.

3. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА С КОМЕТНЫМИ АТМОСФЕРАМИ

Пионерская работа [1], в которой изложены основные физические предпосылки для использования гидродинамического приближения с целью создания моделей взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами, инициировала большое количество теоретических работ для интерпретации экспериментальных данных по этой проблеме, полученных при помощи космических аппаратов. И если в марте 1986 г. пять таких аппаратов было запущено Россией, Европейским космическим агентством (ESA) и Японией к комете Галлея, то только через 28 лет (2014–2016 гг.) аппарату Розетта, запущенного ESA по сложной траектории к комете Чурюмова–Герасименко, удалось детально исследовать взаимодействие солнечного ветра с атмосферой этой кометы. Хотелось бы отметить две принципиальные разницы в характере исследований в двух этих событиях. Космические аппараты в 1986 г. почти мгновенно с большими скоростями пересекли область взаимодействия солнечного ветра с атмосферой кометы Галлея, но только аппарат Джотто смог пересечь кому этой кометы. Аппарат Розетта в течение двух лет с малой скоростью ~ 1 м/сек маневрировал в коме кометы Чурюмова–Герасименко, изредка выходя в солнечный ветер. Кроме того, эта комета относится к классу комет с малой интенсивностью истечения газа из кометного ядра, в то время как комета Галлея относится к классу комет с большой интенсивностью расхода кометного газа.

Взаимодействие солнечного ветра с атмосферой кометы Галлея

Впервые в работе [5] в рамках качественной модели в [1] был проведен полный численный расчет обтекания кометы Галлея солнечным ветром в осесимметричном приближении. В этой гидродинамической модели не учитывалось влияние межпланетного магнитного поля, которое в некоторых случаях может оказывать достаточно сильное влияние на положение и форму поверхностей сильного разрыва BS, CP и IS.

В рамках одножидкостного приближения осесимметричная модель для заряженной компоненты (далее плазменной компоненты) в областях I–IV на рис. 1 описывалась в работе [5] стационарными уравнениями сохранения массы, импульса и энергии в форме

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \rho \mathbf{V} &= \tau^{-1} \rho_c \\ \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} + \frac{1}{\rho} \nabla p &= \frac{\rho_c}{\rho} \tau^{-1} (\mathbf{W} - \mathbf{V}) + \nu_c (\mathbf{W} - \mathbf{V}) \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\mathbf{V} \cdot \nabla p + \gamma p \nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{(\gamma - 1)}{2} \tau^{-1} \rho_c (\mathbf{W} - \mathbf{V})^2 + \frac{(\gamma - 1)}{2} v_c \rho \left[(\mathbf{W} - \mathbf{V})^2 + \frac{3\kappa}{2m_c} (T_c - T) \right]$$

и уравнением состояния

$$p = p(\rho, T). \tag{3.2}$$

В этих уравнениях \mathbf{V} и \mathbf{W} – скорости плазменной и нейтральной компонент (молекул воды) соответственно, τ – время фотоионизации молекул (2.4), v_c – частота столкновений нейтральных молекул, связанная с резонансной перезарядкой (2.5), индекс “с” относится к нейтральной компоненте. Остальные обозначения общеизвестны. Уравнение неразрывности для нейтральной компоненты имеет вид

$$\nabla \cdot \rho_c \mathbf{W} = -\tau^{-1} \rho_c - v_c \rho$$

и допускает аналитическое решение [3] во всех областях I–IV течения, если принять скорость нейтральных молекул постоянной и направленной радиально, т.е. $\mathbf{W} = \text{constant}$. Решение для распределения плотности молекул в этом случае будет иметь вид

$$\rho_c = \frac{G m_c}{4\pi W r^2} \exp\left(-\frac{r}{W\tau}\right) \tag{3.3}$$

где $G = 4\pi r^2 \rho_c W$ – расход истекающих из кометы молекул в единицу времени.

Уравнения (3.1)–(3.5) решены численно в [5] методом Бабенко-Русанова [6] с выделением поверхностей сильного разрыва, на которых удовлетворялись соотношения Рэнкина–Гюгонио на ударных волнах и условия равенства давления и непротекания на тангенциальном (СР) разрыве. В качестве граничных условий использовались значения параметров истекающего с поверхности ядра кометы Галлея газа и параметры невозмущенного солнечного ветра. На рис. 4, взятом из [7], кривые 1 и 2 – положение и форма головной ударной волны торможения солнечного ветра BS, рассчитанные при значениях параметров солнечного ветра на 6-е и 14 марта 1986 г. Эти дни соответствуют времени пролета аппаратов Вега-1, Вега-2, Суисеи и Джотто вблизи кометы Галлея (их траектории показаны сплошными прямыми линиями). Кометоцентрические расстояния до этой ударной волны, полученные в экспериментах, с большой степенью точности были предсказаны в теоретической модели [5], как это видно из рис. 4. Интересно заметить, что в качестве характерного размера в этой модели было удобно принять

$$L = \left(\frac{G}{4\pi \rho_\infty V_\infty} \right)^{-1},$$

где ρ_∞ и V_∞ – плотность и скорость невозмущенного солнечного ветра. Оказалось, что кометоцентрическое расстояние до ударной волны BS по порядку величины совпадает с $L \sim 10^6$ км, что на два порядка превосходит расстояние до тангенциального разрыва СР. При этом торможение солнечного ветра в головной ударной волне определяется, в основном, процессом “нагружения” его кометными ионами, а не обтеканием “препятствия”, которым в рассматриваемом случае является тангенциальный разрыв. На рис. 5, взятом также из [7], демонстрируется хорошее совпадение измеренной на больших расстояниях от кометы скорости солнечного ветра вдоль траектории японского аппарата Суисеи с результатами теоретических расчетов. Из этого рисунка хорошо также видно время выхода аппарата из ударного слоя в сверхзвуковой поток солнечного ветра, которое совпадает с рассчитанным теоретически временем. Результаты, представленные на рис. 4 и рис. 5, показывают, что гидродинамическая модель для проблемы взаимодействия кометных атмосфер с солнечным ветром, предложенная в [1], хорошо описывает рассматриваемое физическое явление.

При исследовании течения солнечного ветра вблизи кометы Галлея на аппарате Вега-2 было обнаружено резкое исчезновение протонов солнечного ветра. Эта граница в работе [8] была названа “ионопаузой”. Существование такой границы было предметом дискуссий в научной литературе. На основании одножидкостного приближения (3.1)–(3.3) невозможно было рассчитать распределение плотностей протонов и “захваченных” солнечным ветром кометных ионов и теоретически обосновать существование такой резкой границы. В результате некоторых упрощающих предположений в системе уравнений (3.1)–(3.3), в [9] удалось в осесимметричном приближении рассчитать распределение концентраций “захваченных” молекулярных ионов и протонов солнечного ветра. Результаты этих расчетов, представленные на рис. 6, показывают, что так

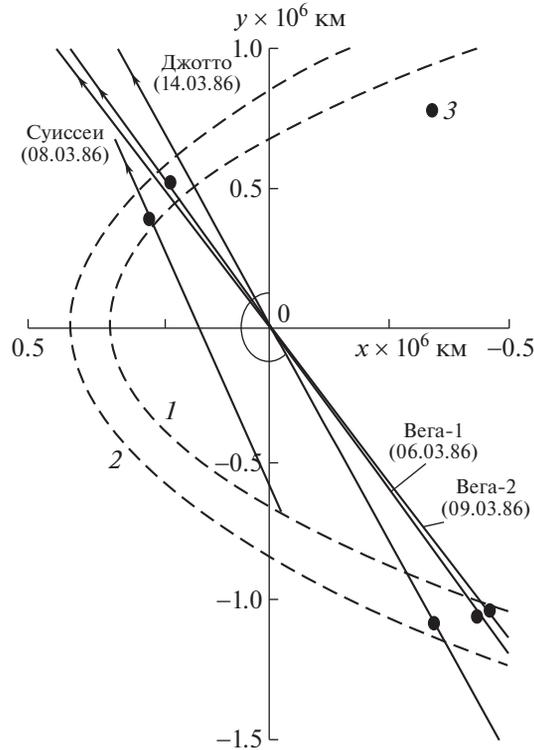


Рис. 4. Траектории аппаратов Джотто, Вега-1, Вега-2 и Суисеи во время их пролета около кометы Галлея в марте 1986 г. Пунктирные линии – положение и форма головной ударной волны BS, рассчитанные в работе [7]. 1 – в условиях пролета аппаратов Вега и Суисеи, 2 – во время пролета аппарата Giotto. Черные точки 3 – место пересечения головной ударной волн аппаратами в марте 1986 г.

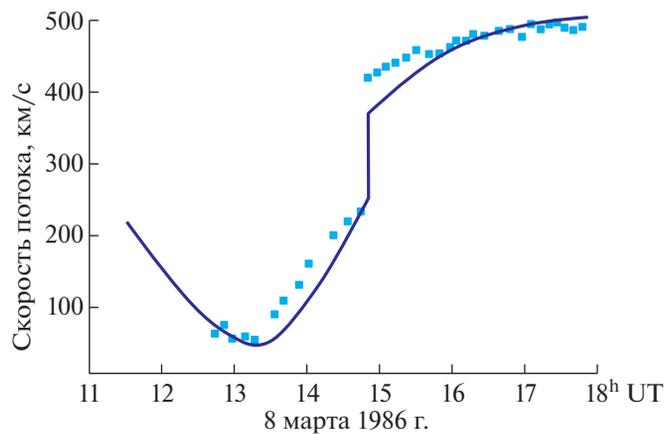


Рис. 5. Пересечение головной ударной волны и вход в солнечный ветер японского аппарата Суисеи. Сплошная линия – теоретическая кривая [7], точки – экспериментальные данные.

называемая “ионопауза” является границей резкого уменьшения концентрации протонов солнечного ветра по сравнению с “захваченными” ионами при приближении к тангенциальному разрыву СР, после чего протоны практически не детектируются (а не “исчезают”) приборами, установленными на космическом аппарате Вега-2. В работе [10] в трехмерном приближении, учитывающем влияние межпланетного магнитного поля, этот эффект был подтвержден.

Как было указано выше, только аппарат Джотто смог пересечь границу, разделяющую плазму солнечного ветра и плазменную компоненту кометного газа, т.е. пересечь тангенциальный раз-

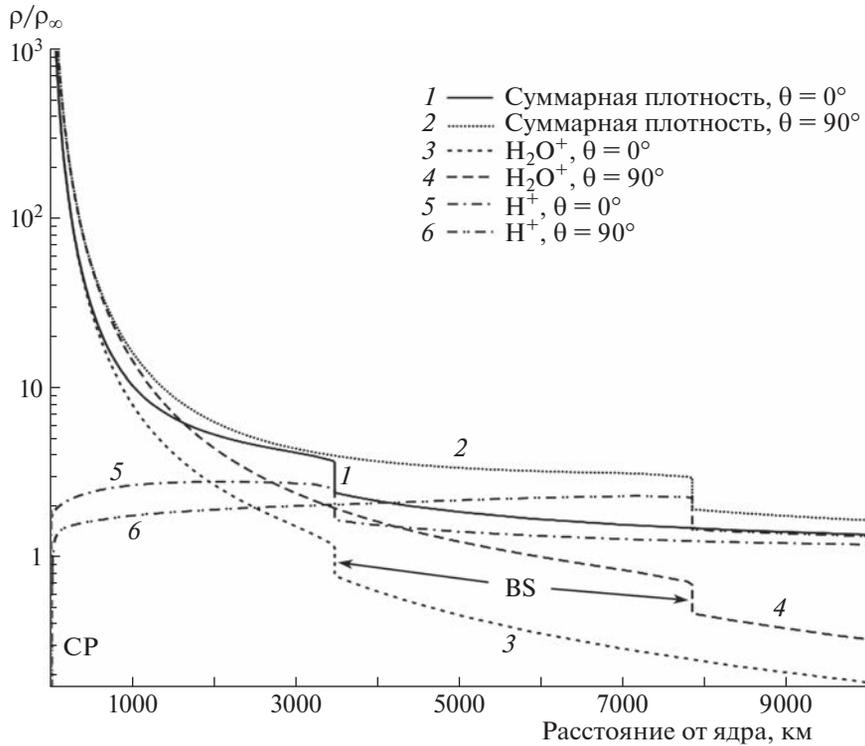


Рис. 6. Плотность протонов и “нагруженных” водяных ионов солнечного ветра как функции комето-центрического расстояния вдоль оси симметрии и в перпендикулярном к ней направлении [9].

рыв CP и войти в кому кометы Галлея. Кометы не имеют собственного магнитного поля. Поэтому пересечение аппаратом Джотто этой границы сопровождалось довольно резким исчезновением межпланетного магнитного поля (вход в область magnetic cavity). Сильные разрывы существуют только в рамках идеальной жидкости, использованной в модели [7], а в реальных условиях они всегда имеют свою структуру. На рис. 7, взятом из работы [11], приведены данные магнитометра, полученные на аппарате Джотто в марте 1986 г. при его пересечении комы кометы Галлея. Как показано в работах [11] и [12], экспериментальная толщина области резкого падения магнитного поля (толщина структуры тангенциального разрыва) вблизи кометы Галлея ~25 км. Эта область входа в кому кометы была пересечена примерно за 2 мин, как видно из рис. 7. В работе [13] была предпринята попытка объяснить толщину и структуру этой области резкого падения межпланетного магнитного поля эффектом Холла. Для оценки использовалось уравнение индукции магнитного поля, которое в безразмерном виде имеет вид

$$St \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}[\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}] + \frac{1}{\text{Re}_m} \nabla^2 \mathbf{B} + \frac{\omega_e \tau_e}{\text{Re}_m} [(\text{rot} \mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \mathbf{B} \cdot \text{rot} \mathbf{B} + \dots] + \dots, \quad (3.4)$$

Здесь St – число Струхалия, Re_m – магнитное число Рейнольдса, ω_e – циклотронная частота вращения электронов, τ_e – время их свободного пробега. Поскольку в рассматриваемом случае всегда $\omega_e \tau_e \gg 1$, то третий член справа в уравнении (3.4), определяющий токи Холла, всегда много больше второго члена, определяющего джоулеву диссипацию. В стационарном случае, приравняв первый и третий члены справа, для толщины тангенциального разрыва Δ_h получаем формулу

$$\Delta_h \sim \frac{c B_0}{4\pi e n_e V_0}, \quad (3.5)$$

где B_0 и V_0 – значения магнитного поля и скорости плазмы в невозмущенном солнечном ветре, n_e – концентрация электронов в кометной плазме, e – заряд электрона, c – скорость света. Подстановка в эту формулу экспериментальных данных, полученных магнитометром, установлен-

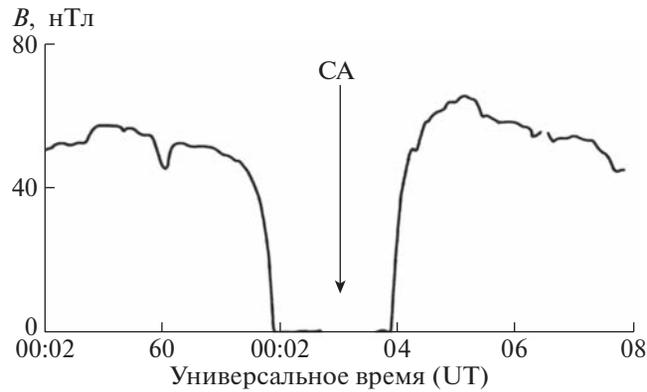


Рис. 7. Данные магнитометра, полученные на аппарате Джотто в марте 1986 г. при его пересечении комы кометы Галлея [11].

ным на аппарате Джотто, приводит к оценке ~ 30 км, которая хорошо совпадает с экспериментальной оценкой [11] и [12].

После завершения полета к комете Галлея аппарат Джотто, выполняя разработанную для него научную программу, провел исследования вблизи кометы Григга–Шеллерупа при максимальном сближении с этой кометой 10 июля 1992 г. Модельное представление обтекания головной части этой кометы солнечным ветром впервые, в осесимметричном газодинамическом приближении без учета магнитного поля, было получено в работе [14]. На рис. 8 показана предполагаемая геометрическая картина обтекания кометы Григга–Шеллерупа, рассчитанная в модели работы [15] в трехмерном МГД-приближении. Из этого рисунка видно, что межпланетное магнитное поле достаточно сильно влияет на хвостовую область рассматриваемого течения. Хотя эту область и не пересекала траектория аппарата Джотто, но в этой модели достаточно хорошо был предсказан вход этого аппарата в область дозвукового солнечного ветра т.е. пересечение головной ударной волны BS. Сопоставление измеренных распределений плазменных параметров возмущенного солнечного ветра в этой области [16] с расчетами по модели в [15], вновь показало хорошее соответствие измеренных и рассчитанных распределений параметров. Поскольку комета Григга–Шеллерупа, в отличие от кометы Галлея, принадлежит к классу комет с малой интенсивностью истечения газа из кометного ядра, то можно говорить, что газодинамическая модель в [5] удовлетворительно работает для целого диапазона этих небесных тел и, в частности, для кометы Чурюмова–Герасименко.

Миссия аппарата Розетта к комете Чурюмова–Герасименко

С начала первого десятилетия XXI в. научный интерес к проблеме взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами сильно возрос в связи с запуском в 2004 г. аппарата Розетта к комете Чурюмова–Герасименко. И если в 1986 г. несколько аппаратов с очень большими скоростями (~ 100 км/с) почти мгновенно прошли вблизи кометы Галлея на разных расстояниях от кометного ядра, то аппарат Розетта в течение двух лет (2014–2016 гг.) маневрировал в области комы кометы Чурюмова–Герасименко с редким выходом в солнечный ветер и с очень малыми скоростями (~ 1 м/с). Этот факт привел к выводу, что при построении математических моделей рассматриваемой проблемы в первом случае можно было строить стационарные модели, а во втором необходимо было считаться с изменением расхода газа из кометного ядра при движении кометы по своей траектории маневрирования вокруг комы этой кометы.

Замкнутая система МГД-уравнений одножидкостного приближения для частично ионизованной плазмы, сформулированная в работе [17] для создания модели взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами, состоит из уравнений сохранения массы для плазмы, состоящей из электронов, протонов, ионов воды и их молекул

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = q, \quad \nabla \cdot (\rho_n \mathbf{W}) = -q_n, \quad \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{V}) = \nu \rho_n + \rho_p \nu_{pn} \frac{m_i}{m_p}, \quad (3.5)$$

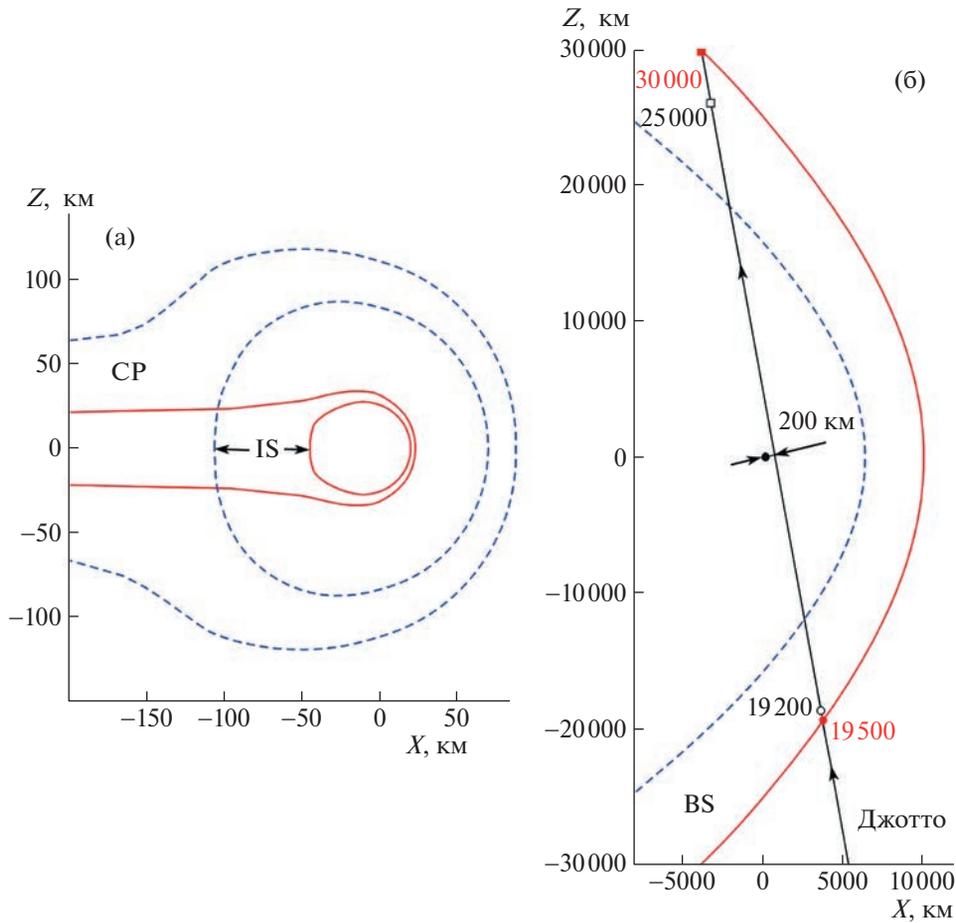


Рис. 8. Поверхности сильного разрыва вблизи кометы Григга–Шеллерупа и влияние на них межпланетного магнитного поля согласно модели в [15]. Детектированное приборами на Джотто пересечение головной ударной волны в [16] обозначено кружками.

уравнений движения и энергии для смеси

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{4\pi} \right] = \nu \rho_n \mathbf{W} + \nu_{in} \rho_i (\mathbf{W} - \mathbf{V}) + \nu_{pn} \rho_p \left(\frac{m_i}{m_p} \mathbf{W} - \mathbf{V} \right), \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(E + p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \mathbf{V} - \frac{(\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}}{4\pi} \right] = & \nu \rho_n \frac{W^2}{2} + \nu_{in} \rho_i \left(\frac{W^2}{2} - \frac{V^2}{2} - \frac{3k_B}{2m_i} T_i \right) + \\ & + \nu_{pn} \rho_p \left(\frac{m_i W^2}{2m_p} - \frac{V^2}{2} - \frac{3k_B}{2m_p} T_p \right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

и уравнений, определяющих магнитное поле, а именно, уравнения индукции магнитного поля и условия его соленоидальности

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{V}) = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (3.8)$$

В отличие от системы уравнений (3.1)–(3.3), использованной в работах [5] и [7] для построения осесимметричной и стационарной газодинамической модели взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами, система МГД-уравнений (3.5)–(3.7), кроме резонансной перезарядки (2.5), учитывает процесс перезарядки молекул воды с протонами солнечного ветра (2.6) и влияние межпланетного магнитного поля на рассматриваемое течение. В этих уравнениях ν , ν_{in} и ν_{pn} – коэффициенты фотоионизации, резонансной перезарядки молекул воды с их ионами и

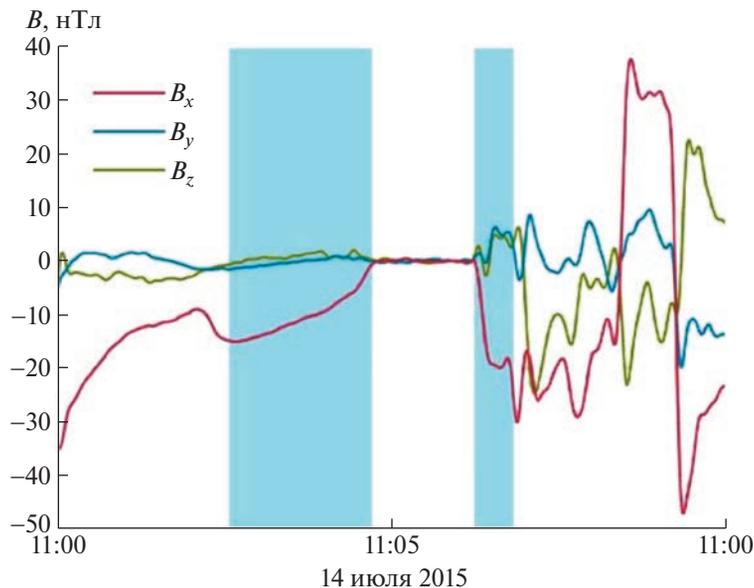


Рис. 9. Первый вход (и выход) в одиночную переходную область (magnetic cavity) 14 июля 2015 г. Goetz et al., (MNRAS, 2016).

перезарядки протонов солнечного ветра с молекулами воды соответственно. Как будет видно ниже, эти процессы привели к объяснению многих физических явлений, которые были детектированы при экспериментальном исследовании кометы Чурюмова–Герасименко на аппарате Розетта.

Впервые вход из солнечного ветра в кому кометы Чурюмова–Герасименко был зафиксирован 14 июля 2015 г., внутри которой аппарату Розетта предстояло проводить исследования более двух лет. На рис. 9 приводятся данные магнитометра, установленного на этом аппарате и опубликованные в работе [18]. Из этого рисунка видно, что аппарат в течение нескольких минут находился в области нулевого магнитного поля, т.е. в области кометной комы (magnetic cavity), после чего снова вышел в солнечный ветер. Аналогичный вход (и выход) в одиночную область нулевого магнитного поля был зафиксирован только 25 ноября 2015 г. Однако, кроме одиночных областей входа аппарата в magnetic cavity, были обнаружены и кластерные образования [19], что показывается на рис. 10, взятом из этой работы. Обнаружение кластеров привело многих авторов к выводу, что тангенциальный разрыв является неустойчивым образованием, а причиной неустойчивости является разность скоростей на СР, т.е. неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. Неустойчивость границы раздела между солнечным ветром и плазменной компонентой кометного газа в окрестности кометы Чурюмова–Герасименко, движение этой кометы по траектории вокруг Солнца с изменяющимся расходом кометного газа вместе с длительным и медленным маневрированием аппарата Розетта вблизи этой кометы привели к необходимости создания нестационарной модели рассматриваемого явления. Учет же магнитного поля приводит к нарушению осевой симметрии течения. В отличие от модели в работе [5] для кометы Галлея, МГД-модель для кометы Чурюмова–Герасименко должна быть трехмерной и нестационарной. Ситуацию несколько облегчает то обстоятельство, что при движении кометы по своей траектории расход газа с ее поверхности под действием солнечного излучения меняется слабо. Это приводит к возможности использования квазистационарной модели для интерпретации экспериментальных данных при заданном расходе. Стационарные и трехмерные решения уравнений (3.5)–(3.8) во время нахождения аппарата Розетта вблизи перигелия получены в работе [20] (грубая ошибка редакции при публикации этой работы исправлена в [21]) при соответствующих данных по расходу испаряющегося газа с поверхности кометы Чурюмова–Герасименко. При этом в работе [20] для расчета параметров взаимодействия солнечного ветра с атмосферами комет использовались современные численные методы (типа обобщения метода Годунова для решения МГД-проблем). В отличие от других исследований по МГД-моделированию взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами (см., например, [22] и [23]), в которых использовался сквозной метод численных расчетов, в работе [20] вычисления были выполнены с выделением поверхностей

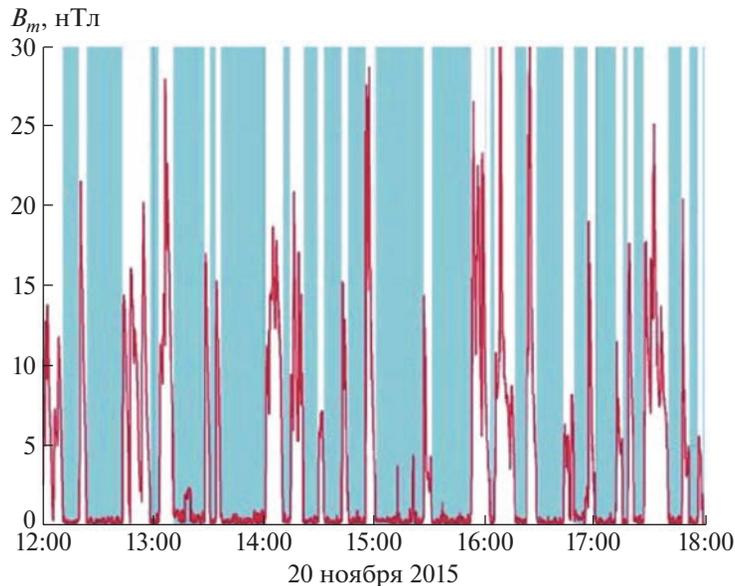


Рис. 10. Кластеры входа (и выхода) в области magnetic cavity в коме кометы Чурюмова–Герасименко Henri et al. (2017).

сильного разрыва, что дает возможность точно удовлетворять соотношениям Рэнкина–Гюгоннио на ударных волнах и МГД — условиям на тангенциальном разрыве. Кроме того, полученный в [17] критерий дает возможность избежать предположения о релаксации температур компонент плазмы, т.е. такая одножидкостная модель справедлива и для разнотемпературной плазмы.

Геометрическая картина поверхностей сильного разрыва, возникающих при обтекании кометы Чурюмова–Герасименко и смоделированная в [20], представлена на рис. 11. На этом рисунке результаты квазистационарной модели даны для двух гелиоцентрических расстояний и достаточно хорошо описывают масштабы и форму этих поверхностей, но, конечно, не отражают осциллирующий характер тангенциального разрыва СР. Из этого рисунка также видно, что межпланетное магнитное поле почти не влияет на кометоцентрическое расстояние до головной ударной волны, но его влияние на размеры комы довольно существенно. Детальное сравнение результатов этой МГД-модели с данными экспериментов, полученных во время маневрирования аппарата Розетта вблизи кометы Чурюмова–Герасименко, представлены на рис. 12 и рис. 13, взятым также из работы [20]. Данные магнитометра, установленного на аппарате Розетта, на рис. 12 сравниваются с результатами модельных представлений о влиянии кометной атмосферы на межпланетное магнитное поле на различных гелиоцентрических расстояниях. Из этого рисунка видно, что МГД-модель в работе [20] в среднем хорошо описывает сильно флуктуирующие данные магнитометра по сравнению с гибридной моделью [24], в которой ионы обрабатываются как отдельные частицы, а электроны — в безмассовом приближении. На этом рисунке приведено также распределение магнитного поля согласно невозмущенной паркеровской спирали. Смоделированные расстояния до поверхностей сильного разрыва BS, СР и IS вместе с кометоцентрическим расстоянием аппарата Розетта вдоль его траектории представлены на рис. 13. Заметим, что на расстоянии $R = 2$ а.е. модель в [20] дает кометоцентрическое расстояние до BS, равное примерно 1000 км, в то время, как гибридная модель [24] дает эту величину в два раза меньше. Заметим также, что в МГД-модели расстояние до границы СР всюду меньше кометоцентрического расстояния аппарата, т.е., согласно модели, Розетта должна была находиться почти все время вне комы кометы. Только на расстоянии $R = 1.24$ а.е. вход аппарата в область magnetic cavity совпадает с модельным расстоянием до СР. Здесь следует заметить, что при $R \geq 2$ а.е., когда расход газа с поверхности кометы очень мал, граничные условия накладываются на саму поверхность (сфера, радиусом в 2 км).

Интересно отметить, что при обтекании кометы Чурюмова–Герасименко солнечным ветром вблизи тангенциального разрыва была обнаружена область резкого уменьшения плотности протонов по сравнению с плотностью “нагруженных” ионов, которая ранее была детектирована и на аппарате Вега-2 [10] вблизи кометы Галлея (см. рис. 6). Учет перезарядки, как будет видно

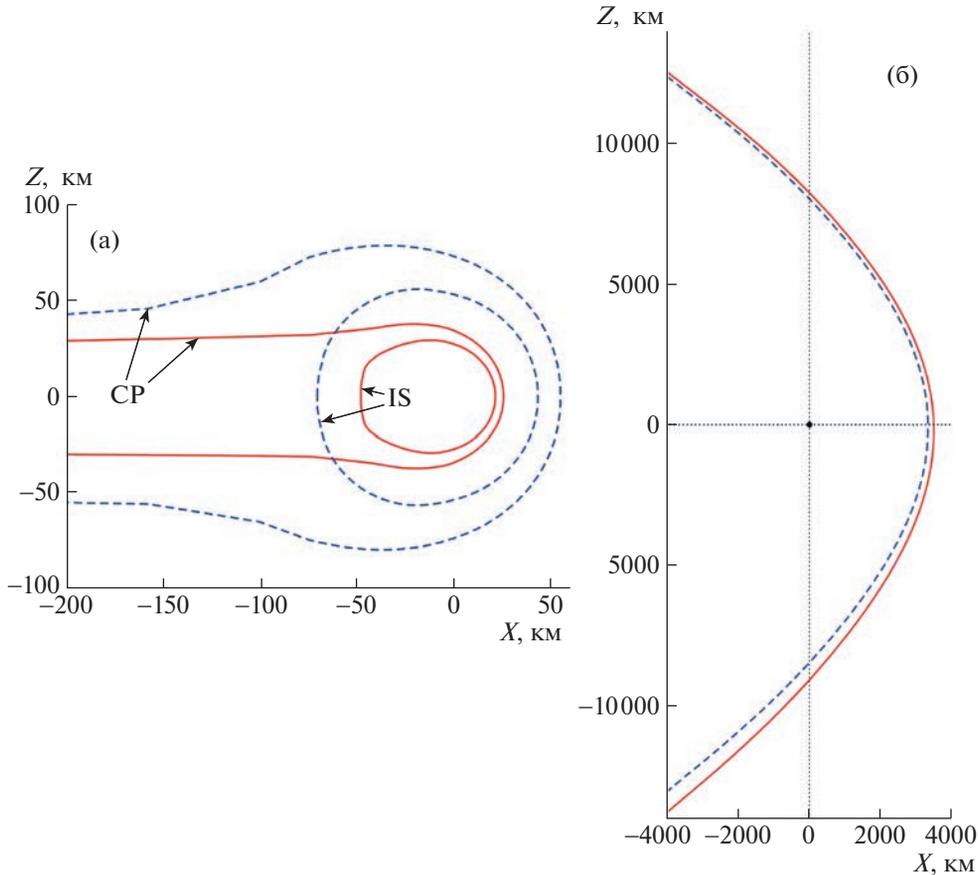


Рис. 11. Возможное положение и форма поверхностей сильного разрыва, возникающих при $(\mathbf{V}_\infty \mathbf{V}_\infty) = 52^\circ$ взаимодействии солнечного ветра с атмосферой кометы Чурюмова–Герасименко. Сплошные линии – магнитное поле учитывается [15]. $R = 1.3$ а.е. $W = 1$ км/с, $G = 5 \times 10^{27}$ л/с, $n_\infty = 6$ см $^{-3}$, $V_\infty = \frac{400 \text{ км}}{c}$, $B_\infty = 4.9$ нТ, $\lambda = 1.710^6$ км.

ниже, приводит к еще более сильному проявлению этого эффекта, который соответствует обтеканию СР, фактически, “нагруженными” ионами, а не протонами солнечного ветра.

Поскольку кометы не имеют собственного магнитного поля, то межпланетное магнитное поле не может проникнуть в кому комет, в которой образуется диамагнитная полость. Наличие такой полости впервые было предсказано в пионерской работе [1] и подтверждено многочисленными расчетами. Как нами было уже отмечено, впервые вход в диамагнитную область (magnetic cavity) был осуществлен космическим аппаратом Джотто при исследовании кометы Галлея в 1986 г. Однако почти мгновенное пересечение этой границы не смогло определить форму СР, хотя точки ее пересечения достаточно хорошо совпали с численным моделированием. Только длительное маневрирование аппарата Розетта вблизи кометы Чурюмова–Герасименко при многочисленном пересечении тангенциального разрыва (около 600 раз на разных гелиоцентрических расстояниях) дало возможность определить флуктуационный характер этой границы. Расчеты, сделанные в [20], проводились в соответствии с приближенной зависимостью скорости испарения газа Q с поверхности ядра кометы от гелиоцентрического расстояния, предложенной в [25]. Кластеры и одиночные области исчезновения магнитного поля, обнаруженные на аппарате Розетта, привели к необходимости сравнить толщину их переходных областей (структуры СР) с данными, полученными магнитометром, установленным на аппарате Джотто при его пролете вблизи кометы Галлея в марте 1986 г. (рис. 7). В работе [15] попытка оценить эту толщину на основе учета токов Холла в рамках стационарной МГД-модели оказалась удачной. Оценка в 30 км с большой степенью точности совпала с данными эксперимента в 1986 г. Такая же попытка оценить толщину СР в случае кометы Чурюмова–Герасименко закончилась неудачей [20], что можно было бы объяснить нестационарным характером разрыва. К этому же выводу привел и анализ

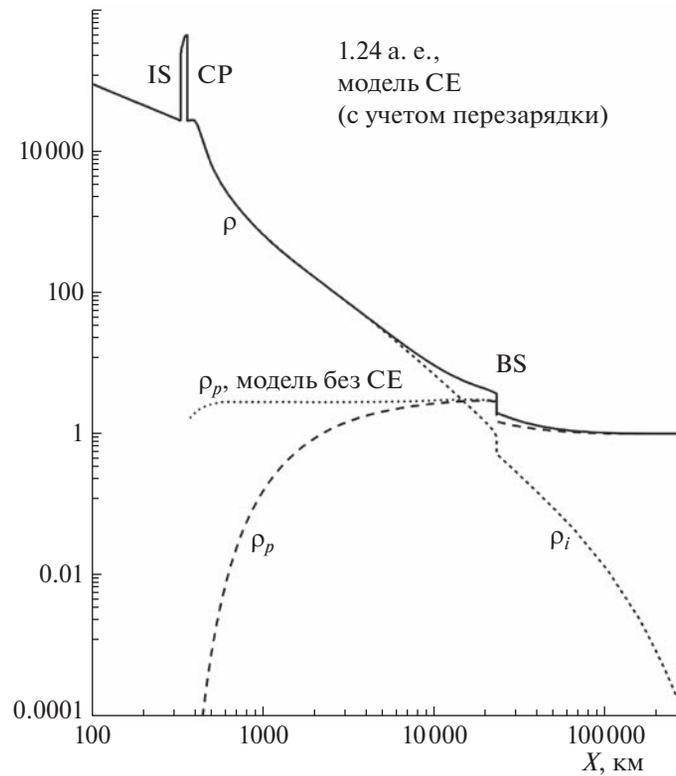


Рис. 12. Влияние перезарядки на плотность протонов и “нагруженных” водяных ионов солнечного ветра как функции комето-центрического расстояния [26].

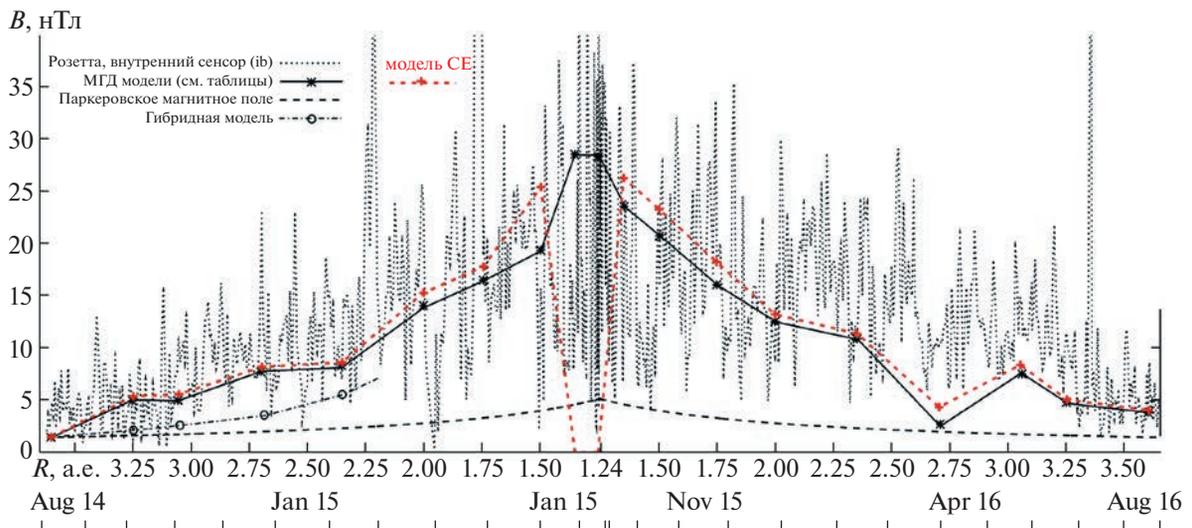


Рис. 13. Модельное и наблюдаемое распределения межпланетного магнитного поля вдоль траектории аппарата Розетта. Линия, окрашенная в красный цвет, обозначает учет резонансной перезарядки (модель CE).

статистических данных о средней, максимальной и минимальной продолжительности пребывания Розетты в областях с нулевым магнитным полем, которые были собраны для более чем 600 случаев. Из этих данных в работе [20] было сделано заключение, что формула, выведенная в [15] для стационарного случая, не работает в случае кометы Чурюмова–Герасименко. Проблеме устойчивости тангенциального разрыва, разделяющего солнечный ветер и плазменную компоненту кометного газа применительно к комете Чурюмова–Герасименко, посвящена работа [26].

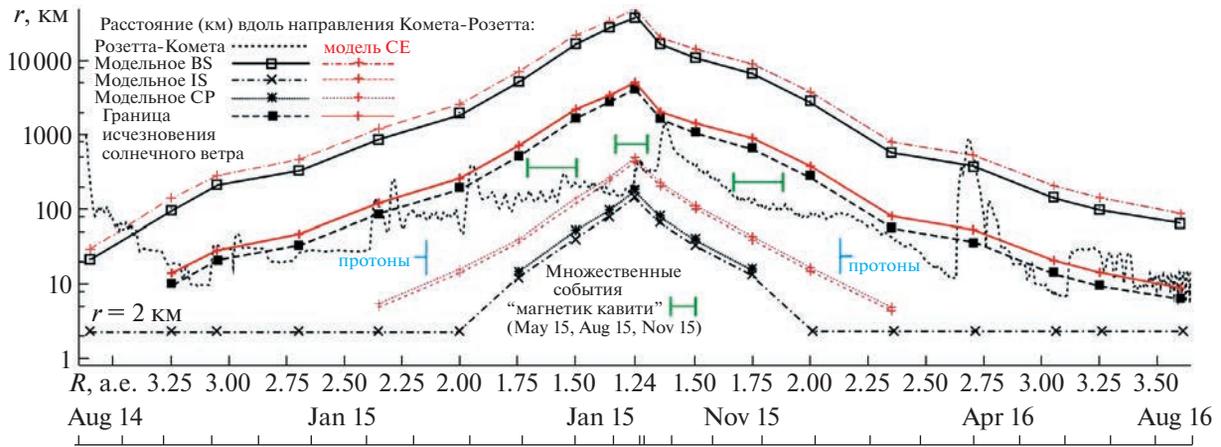


Рис. 14. Расстояния от ядра кометы до сильных разрывов в моделях, и траектория аппарата Розетта. Вертикальные прямые, окрашенные в зеленый цвет, соответствуют “исчезновению” протонов солнечного ветра, горизонтальные относятся к входу аппарата Розетта в область magnetic cavity [20].

Как обычно, для исследования проблем устойчивости сначала формулируется стационарное решение для течения, которое исследуется на устойчивость, после чего на это решение накладываются малые возмущения. Если малые возмущения нарастают со временем, то такое течение будет неустойчивым. В работе [26] за основное течение принимается стационарное решение уравнений (3.5)–(3.8) для проблемы взаимодействия солнечного ветра с атмосферой кометы Чурюмова–Герасименко, результаты которого приведены на рис. 11–15. На этих рисунках ось Ox направлена от кометы к Солнцу, плоскость терминатора Oyz перпендикулярна оси Ox и проходит через центр кометного ядра, скорость солнечного ветра и межпланетное магнитное поле лежат в плоскости Oxz . Стационарное решение, достаточно хорошо совпадающее с экспериментальными данными, было получено в [26] при введении небольшой поправки в “источниковых” членах с резонансной перезарядкой в виде невозмущенной (постоянной) плотности ионов поперек тонкого слоя между IS и CP. Нестационарное решение, которое вносит малые возмущения на стационарное, получается путем отказа от этого упрощающего предположения. При этом резонансная перезарядка в нестационарном решении учитывается во всем поле течения.

На рис. 15 показаны отношения плотностей (A и B) и относительных скоростей (C и D) с двух сторон тангенциального разрыва, полученные в решении стационарной задачи. Из этого рисунка и из рис. 11 также видно, что в модели [26] описывается длинный хвост области взаимодействия. Этот хвост примерно в 100 раз превышает расстояние от ядра кометы до ударной волны в точке апекса. Модель показала, что хвост отклонен, а геометрия его поперечного сечения изменяется вследствие влияния межпланетного магнитного поля. Однако это отклонение от оси Ox является слабым (между 1° и 1.5°). Поскольку хвост довольно длинный, то область, где нет CP, составляет долю градуса. Это практически незаметно на рис. 11 и рис. 13. Из рис. 13 видно, что относительная скорость на CP уменьшается, что подавляет неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, а скачок плотности увеличивается, создавая, таким образом, вероятность развития неустойчивости Рэлея–Тэйлора. Возрастание плотности при приближении к тангенциальному разрыву обеспечивается радиальной силой, связанной с процессами перезарядки, т.е. силой, аналогичной силе гравитации в классической проблеме неустойчивости Рэлея–Тэйлора.

Решение задачи об устойчивости рассматриваемого тангенциального разрыва CP в работе [27] было основано, во-первых, на численном решении уравнений (3.5)–(3.8) нестационарной задачи, а во-вторых, на анализе дисперсионного уравнения для малых возмущений, которое справедливо для возмущений с длинами волн, много меньших радиуса кривизны поверхности CP (плоский случай). Результат численного решения дисперсионного уравнения приведен на рис. 16, который в плоскости волновых чисел k_x, k_y отделяет область устойчивости тангенциального разрыва (справа от белой линии) от области неустойчивости. Точка A показывает значение k_x на кривой нейтральной устойчивости при $k_y = 0$, а в точке B – максимальный инкремент нарастания неустойчивости на той же оси. На рис. 17 показано решение нестационарной задачи через три минуты (в реальном времени) от начала эволюции приближенного стационарного реше-

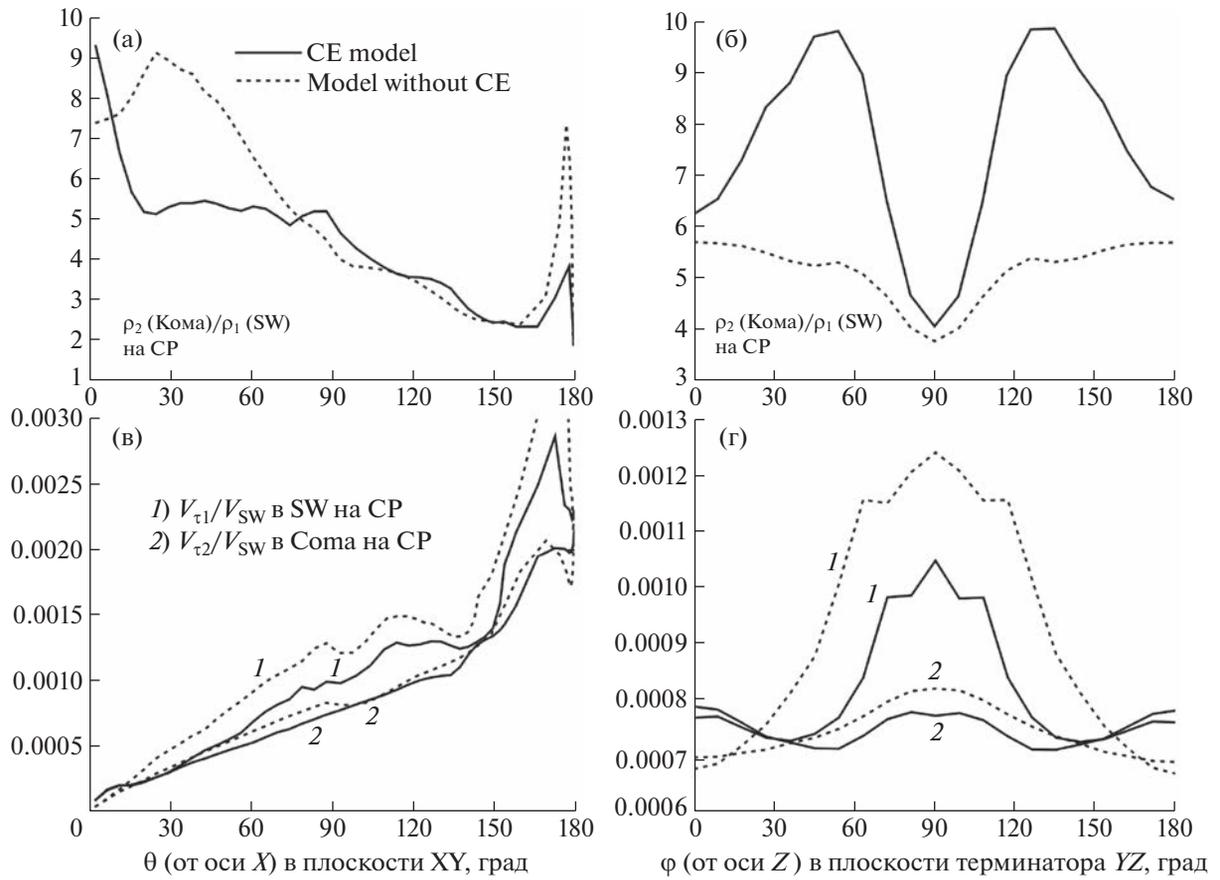


Рис. 15. Отношение плотностей (а и б) и скоростей (в и г) с двух сторон от тангенциального разрыва [26].

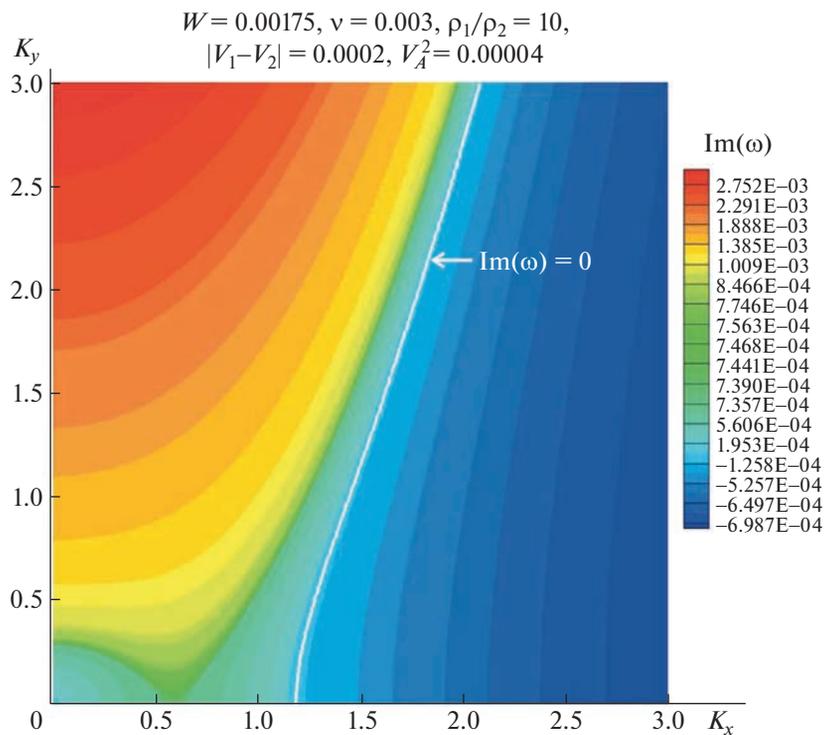


Рис. 16. Нейтральная кривая $\text{Im}(\omega) = 0$, разделяющая в плоскости волновых чисел k_x, k_y область устойчивости (справа) тангенциального разрыва от области неустойчивости (слева) [26]. Точка ($k_x = 0.5, k_y = 0$) соответствует максимальному инкременту нарастания возмущений.

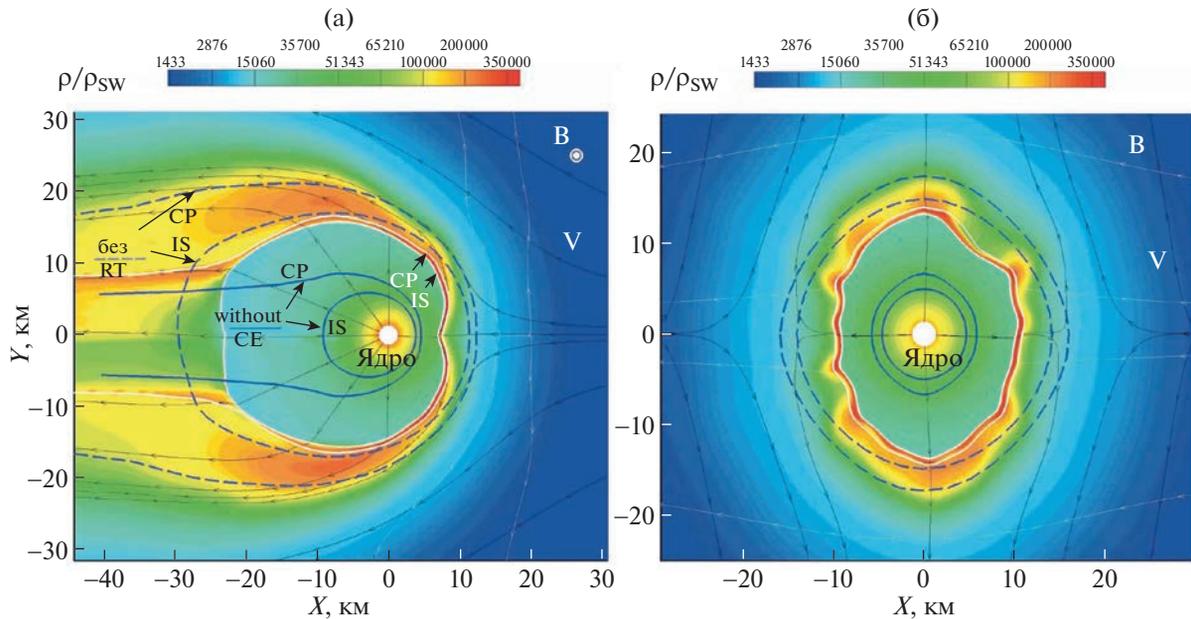


Рис. 17. Двумерное распределение безразмерной плотности заряженной компоненты в плоскости (x, y) (панель А) и в плоскости терминатора (y, z) (панель В) в нестационарном решении по истечении 3 мин (реального времени). Штриховыми и сплошными линиями синего цвета показаны положения поверхностей IS и CP в стационарном решении с учетом перезарядки и без перезарядки соответственно. Положения IS и CP для нестационарного решения в указанный момент времени показаны белым цветом [26].

ния. При этом стационарное состояние вычисляется для параметров, соответствующих гелиоцентрическому расстоянию в 2. а.е. Положения IS и CP в стационарном решении показаны пунктирными линиями. Сплошными линиями показаны положения этих поверхностей, рассчитанные без учета процессов перезарядки. Панель А показывает поперечное сечение области взаимодействия плоскостью, перпендикулярной магнитному полю, а панель В соответствует плоскости терминатора. Линии со стрелками показывают проекции линий тока на соответствующие плоскости.

Из этих рисунков видно, что проявление неустойчивости Рэля–Тэйлора наиболее наглядно проявляется в искажении формы тангенциального разрыва и в уменьшении толщины области между CP и IS в плоскости терминатора (б), хотя эту неустойчивость можно видеть и вблизи критической точки CP (а). В хвостовой же области течения неустойчивость Кельвина–Гельмгольца практически не наблюдается.

Обычно классический пример проявления неустойчивости Рэля–Тэйлора связывается с влиянием гравитации. Неожиданный пример появления аналога такой неустойчивости продемонстрирован в цитированной выше работе [26], в которой роль гравитации играют силы, связанные с процессами перезарядки молекул воды, истекающих из ядра кометы, с протонами и “нагруженными” молекулярными ионами солнечного ветра. Интересно заметить, что аналог неустойчивости Рэля–Тэйлора был продемонстрирован также в работе [27], в которой рассматривается неустойчивость границы солнечного ветра (гелиопаузы) под действием сил, связанных с ускорением гелиосферного ударного слоя по направлению к межзвездной среде.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основное внимание в настоящем обзоре уделяется проблеме взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами. Исследования в этой области стали возможными после уникальных миссий космических аппаратов к кометам Галлея (март 1986 г.) и к комете Чурюмова–Герасименко (2014–2016 гг.). Особая роль в этих исследованиях принадлежит двум космическим аппаратам, запущенным Европейским космическим агентством (ESA), а именно, аппаратам Джотто и Розетта (запуск был осуществлен в 2004 г.), поскольку им впервые удалось проникнуть в кому этих комет и провести исследования характеристик испаряющегося из кометного ядра га-

за. При этом аппарат Джотто 10 июля 1993 г. продолжил свою миссию, измерив плазменные параметры вблизи кометы Григга–Шеллерупа при его максимальном сближении с этой кометой.

Экспериментальные исследования взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами привели к бурному развитию теоретических моделей рассматриваемого явления и, в частности, к развитию газодинамических и магнитогидродинамических (МГД) моделей. При этом в разных используемых моделях предположения часто являются некоторым приближением к реальным условиям рассматриваемого явления. Так, например, всюду в настоящем обзоре принимается предположение, что кометное ядро представляет собой быстро вращающуюся сферу с однородно нагреваемой поверхностью. И если это предположение оказывается хорошим приближением для интерпретации результатов измерений для рассматриваемых в обзоре комет, то для других комет это предположение может оказаться и неверным. В настоящем обзоре не рассматриваются также эффекты, связанные с влиянием пылевой компоненты истекающего из кометного ядра газа. Детальный обзор работ по этим проблемам можно найти, например, в работе [2].

Автор выражает благодарность Д.Б. Алексахову за помощь при обсуждении рассматриваемых в обзоре проблем.

Работа выполнена в рамках государственного бюджетного проекта с номером в системе Минобрнауки № FFGN-2023-0003.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Biermann L., Brosowski B., Schmidt H.U.* The interaction of the solar wind with a comet // *Solar Phys.* 1967. V. 1. № 1. P. 254–284
2. *Baranov V.B.* Gas dynamics of solar wind interaction with cometary atmospheres // *Astrophys. Space Phys.* 1995. V. 9. 1–64.
3. *Houpis H. and Mendis D.* On the development and global oscillations of cometary ionospheres // *Astrophys. J.* 1981. V. 243. № 1. P. 1088–1102.
4. *Markoni M.I. and Mendis D.* The photochemical heating of the cometary atmosphere // *Astrophys. J.* 1982. V. 260. № 1. P. 386–394.
5. *Баранов В.Б., Лебедев М.Г.* Самосогласованная газодинамическая модель обтекания ионосферы кометы солнечным ветром с учетом “нагружения” // *Письма в АЖ.* 1986. Т. 12. № 7. С. 551–556.
6. *Бабенко К.И., Русанов В.В.* Разностные методы решения пространственных задач газовой динамики // *Тр. 2-го всесоюзного съезда по теорет. и прикл. Механике.* М.: Наука, 1965. Вып. 2. С. 247–262.
7. *Baranov V.B., Lebedev M.G.* Solar wind flow past a cometary ionosphere // *Astrophys. Space Sci.* 1988. V. 147. P. 69–90.
8. *Gringauz K.I., Gombosi T.I., Remizov A.P., et al.* First in situ plasma and neutral gas measurements at comet Halley // *Nature.* 1986. V. 321. P. 282.
9. *Баранов В.Б., Лебедев М.Г.* Распределение плотности протонов солнечного ветра и “нагруженных” ионов в ударном слое перед ионосферой кометы // *Письма в АЖ.* 2014. Т. 40. № 1. С. 714–722.
10. *Баранов В.Б., Алексахов Д.Б.* Влияние магнитного поля на распределение плотности протонов солнечного ветра и кометных ионов перед ионосферами комет // *Письма в АЖ.* 2014. Т. 43. № 2. С. 149–156.
11. *Neubauer F.M., Glassmeier M., Pohl et al.* First results from the Giotto magnetometer experiment at comet Halley // *Nature.* 1986. V. 321. P. 352.
12. *Neubauer F.M.* The ionopause transition and boundary layers at comet Halley from Giotto magnetic field observations // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. P. 7272–7281.
13. *Баранов В.Б.* О влиянии токов Холла на проникновение магнитного поля через тангенциальные разрывы в незамагниченную плазму в физических условиях космического пространства // *Письма в АЖ.* 2013. Т. 39. № 11. С. 878–883.
14. *Lebedev M.G.* Comet Grigg-Skjellerup atmosphere interaction with the uncoming solar wind // *Astrophys. Space Sci.* 2000. V. 274. P. 221–230.
15. *Lebedev M.G., Baranov V.B., Alexashov D.B.* Interaction of Low-Activity Comets with the Solar Wind // *Earth Moon and Planets.* 2015. V. 116. P. 159–179.
16. *Johnstone A.D., Coates A.J., Huddleston D.E., et al.* // *Astron. Astrophys.* 1993. V. 268. P. L1.
17. *Алексахов Д.Б., Баранов В.Б., Лебедев М.Г.* Трехмерная магнитогидродинамическая модель взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами // *ИЗВ. РАН. МЖГ.* 2015. № 1.
18. *Goetz C., Koenders et al.,* First detection of a diamagnetic cavity at comet 67P Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 588. № A24.
19. *Henri P., Vallieres X. et al,* Diamagnetic region(s): structure of unmagnetized plasma around comet 67P/CG // *MNRAS.* 2017. V. 469. P. 372–379.

20. *Baranov V.B., Alexashov D.B., Lebedev M.G.* MHD simulation of the solar wind flow around the coma of comet Churyumov–Gerasimenko during Rosetta’s flyby // *MNRAS*. 2019. V. 482. P. 5642–5650.
21. *Baranov V.B., Alexashov D.B., Lebedev M.G.* Erratum: MHD simulation of the solar wind flow around the coma of comet Churyumov–Gerasimenko during Rosetta’s flyby // *MNRAS* 0.1. 2019.
22. *Gombosi T.I., De Zeeuw D.I., Heberli R.M.* Three-dimensional multiscale MHD model of cometary plasma environments // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. № A7. P. 15.233–15.253.
23. *Rubin M., Combi M.R., Daldorff L.K.S., Gombosi T.I., Hansen K.C., Shou Y., Tenishev V.M., Toth G., van der Holst B., Allwegg K.* Comet IP Halley multifluid MHD model for Giotto fly-by // *Astrophys. J.* 2014. V. 781. Pt2. P. 86–98.
24. *Koenders C., Goetz C., Richter I., Motschmann U., Glassmeier K.N.* Magnetic field pile-up and draping intermediately active comets: results from comet 67P/Churyumov-Gerasimenko at 2.0 AU // *MNRAS*. 2016. V. 462. P. 235–241.
25. *Wedlung C.S. et al.* 2016. *Astron. Astrophys.* 587. A154.
26. *Aleksashov D.B., Baranov V.B., Ruderman M.S.* On the stability of tangential discontinuity in the interaction of solar wind and cometary atmospheres // *MNRAS*. 2022.V. 513. P. 223–231.
27. *Ruderman M.S.* Rayleigh-Taylor instability of a magnetic tangential discontinuity in the presence of flow // *A&A*. 2015. 580, A37.

УДК 524.3

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА С НАБЕГАЮЩИМ ПОТОКОМ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ: ВЛИЯНИЕ АЗИМУТАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗДЫ

© 2023 г. С. Д. Корольков^{a,b,*}, В. В. Измоленов^{a,b,**}

^a МГУ им. М.В. Ломоносова, Московский центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия

^b Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*E-mail: korolkov.msu@mail.ru

**E-mail: izmod@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 09.10.2022 г.

После доработки 11.10.2022 г.

Принята к публикации 11.10.2022 г.

Рассматривается задача о взаимодействии гиперзвукового звездного ветра с окружающей межзвездной средой. Среды считаются полностью ионизованными и описываются в рамках идеальной магнитогидродинамики. Новизна работы заключается в учете магнитного поля звезды. При определенных параметрах течения магнитное поле качественным образом изменяет форму астропазы – тангенциального разрыва, отделяющего звездный ветер от межзвездной среды. Вместо классической параболоидальной формы астропазы приобретает трубчатую (или цилиндрическую) форму. Показано, что трубчатая форма имеет место для медленно движущихся звезд или, в системе координат звезды, для набегающих потоков с числом Маха (M_∞) меньше критического. При достижении критического числа Маха (M_∞^*) потоком происходит бифуркация режима течения и форма астропазы изменяется с трубчатой на классическую. Для звезд с сильным магнитным полем бифуркация происходит при больших числах Маха, чем для звезд со слабым магнитным полем. Также показано, что при $M_\infty = 1$ происходит еще одна качественная перестройка течения, при которой форма астропазы не меняется, но образуются головная ударная волна и диск Маха.

Ключевые слова: звездный ветер, межзвездная среда, астропауза

DOI: 10.31857/S056852812260076X, EDN: AKERHJ

Звездный ветер – поток плазмы, истекающей из верхней части атмосферы звезды в межзвездную среду. Если принять во внимание движение самой звезды, то в связанной с ней системе координат межзвездная среда набегающая на звезду и взаимодействует со звездным ветром. При этом возникает задача о взаимодействии двух потоков. Первая модель взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой в предположении потенциального и несжимаемого течения ($M_\infty \ll 1$) была предложена в работе [1]. В этом решении найдена форма гелиопазы (астропазы в случае других звезд) – тангенциального разрыва, отделяющего солнечный ветер от межзвездной среды. В частности, было показано, что гелиопауза имеет форму параболоида, т.е. открыта в хвостовой области (см. рис. 1в). Модель обтекания солнечного ветра сверхзвуковым потоком была предложена в работе [2], солнечный ветер также предполагался сверхзвуковым. В этом случае (см. рис. 1г) головная область взаимодействия состоит из 1) внутренней ударной волны (TS), на которой испытывает торможение сверхзвуковой звездный ветер, 2) астропазы (HP) и 3) головной ударной волны (BS), на которой замедляется сверхзвуковой набегающий поток. Позже структура такого течения была изучена численно (см., например, [3, 4]).

В настоящее время модели взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой достаточно сложны и учитывают большой набор физических эффектов. Однако основное влияние на картину течения оказывают три из них: 1) проникновение нейтральных атомов водорода в гелиосферу с последующей резонансной перезарядкой, 2) межзвездное магнитное поле и 3) магнитное поле звезды.

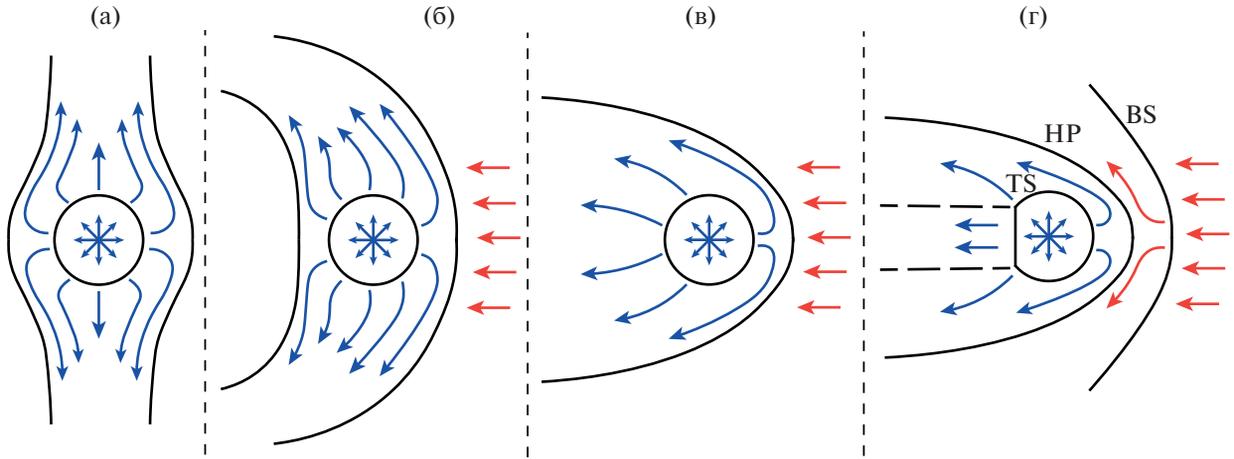


Рис. 1. Схематичное представление картины течения в случаях: неподвижной межзвездной среды (а), слабого набегающего потока при $M_\infty < M_\infty^*$ (б), сильного дозвукового набегающего потока $M_\infty > M_\infty^*$ (в) и сверхзвукового набегающего потока $M_\infty > 1$ (г).

Первый эффект был открыт в 70-х годах прошлого столетия и связан с экспериментами по рассеянному Лайман-альфа излучению в окосолнечном пространстве, подтверждающими проникновение атомов водорода (H) из локальной межзвездной среды в гиперзвуковой солнечный ветер (см., например, [5, 6]). Как выяснилось в дальнейшем, влияние нейтральных атомов H заключается в достаточно эффективном процессе резонансной перезарядки (см. [7]), при котором происходит обмен электроном между атомом водорода и протоном плазмы. Перезарядка сопровождается обменом импульса и энергии между нейтральной и заряженной компонентой. Численное моделирование (см. газодинамические модели: [3, 8–10] и кинетико-газодинамические модели: [4, 11, 12]) подтвердило существенное влияние перезарядки на глобальную картину течения. Однако такой процесс изменяет лишь положение поверхностей разрывов, не изменяя их форму. Качественно картина течения остается прежней.

Влияние межзвездного магнитного поля на гелиопаузу впервые было изучено в работе [13] в осесимметричном случае ($\mathbf{V}_\infty \parallel \mathbf{B}_\infty$). Позже трехмерные магнитогидродинамические расчеты показали (см. [14–16]), что межзвездное магнитное поле, направленное под углом по отношению к направлению движения межзвездной среды, приводит к асимметрии гелиосферы. При этом топологическая форма гелиопаузы осталась прежней.

Вопрос о влиянии магнитного поля Солнца на форму гелиопаузы в настоящий момент остается открытым. Из-за наличия азимутальной компоненты у магнитного поля звезды, течение звездного ветра может распадаться на два потока, направленных к полюсам звезды (см. работы [17] и рис. 1а,б). Такое поведение было подтверждено расчетами в работах ([18, 19]), хотя и противоречит результатам, в работах [20–23].

Качественно влияние звездного магнитного поля на течение может быть проиллюстрировано с помощью оценки величины магнитной силы $\mathbf{F}_{mag} = ([\nabla \times \mathbf{B}] \times \mathbf{B}) / (4\pi)$ в области за внутренней ударной волной (TS) на примере задачи истечения гиперзвукового звездного ветра в покоящуюся среду с противодавлением. В этом случае течение состоит из сверхзвуковой и дозвуковой областей, которые отделяются друг от друга ударной волной. Расстояние до ударной волны определяется формулой: $R_{TS} \sim \sqrt{\dot{M}_\odot V_0 / (4\pi p_\infty)}$, где \dot{M}_\odot – скорость потери массы звезды, V_0 – терминальная скорость сверхзвукового звездного ветра, p_∞ – давление межзвездного газа. В сверхзвуковой области течения (при $R < R_{TS}$) можно написать точное решение для гиперзвукового источника: $V \sim V_0$, $\rho \sim 1/R^2$ и $p \sim 1/R^{2\gamma}$, где R – расстояние до звезды. В дозвуковой области течения ($R > R_{TS}$) газ можно приближенно рассматривать как несжимаемый и получить следующее решение: $V \sim 1/R^2$, $\rho \sim \rho_\infty$ и $p \sim p_\infty$. Далее в предположении, что магнитное поле не влияет на течение плазмы, можно решить уравнение вращательности магнитного поля $\nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] = 0$ и, предпола-

гая параллельность магнитного поля вектору скорости звездного ветра на поверхности звезды, получить следующее решение для магнитных полей в сверхзвуковой области:

$$R < R_{TS} : B_R \sim 1/R^2, \quad B_\phi \sim (1/R) \sin \theta, \quad B_\theta = 0 \quad (1)$$

Приведенное выше решение для $R < R_{TS}$ было получено в работе [24]. Это решение было продолжено за ударную волну:

$$R > R_{TS} : B_R \sim 1/R^2, \quad B_\phi \sim R \sin \theta, \quad B_\theta = 0 \quad (2)$$

Здесь θ – полярный угол, отсчитываемый от оси вращения звезды (оси z), ϕ – азимутальный угол.

Из продемонстрированного решения видно, что за ударной волной плазменное $\beta = 8\pi p/B^2$ уменьшается с расстоянием, что в итоге приведет к сильному влиянию магнитных полей на течение плазмы. Магнитная сила \mathbf{F}_{mag} имеет главную составляющую в r – направлении (в цилиндрической (z, r, ϕ) системе координат, где ось z – ось вращения звезды): $F_{mag,r} \sim -2r$ для магнитного поля (2), поэтому магнитное поле отклоняет звездный ветер от исходного радиального направления к оси z . Таким образом, за ударной волной формируются две струи, направленные по оси вращения звезды, что приводит к трубчатой форме астропазы. Задача истечения намагниченного звездного ветра в покоящуюся межзвездную среду подробно исследована в работах [25, 26], схематическая картина такого течения представлена на рис. 1а.

В случае наличия набегающего потока межзвездной среды цилиндрический тангенциальный разрыв (астропауза) будет изгибаться по направлению набегающего потока (см. рис. 1б). Исследование такого течения представляет как теоретический, так и практический интерес. Для различных звезд скорость их движения относительно межзвездной среды, а также величины индукции магнитного поля могут принимать довольно широкий диапазон значений. Так как число наблюдаемых астросфер в настоящее время неуклонно растет, то можно ожидать, что астросферы с трубчатой структурой тангенциального разрыва будут открыты в ближайшем будущем.

Структура работы следующая: в разд. 1 изложены постановка задачи в безразмерном виде, граничные условия и численный метод решения, в разд. 2 представлены и обсуждаются основные результаты и, наконец, в разд. 2 подводятся итоги проделанной работы и задается направление будущих исследований.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Целью настоящей работы является исследование влияния азимутального магнитного поля звезды на глобальную структуру астросферы в приближении идеальной магнитной гидродинамики. Для обособленного изучения влияния магнитного поля звезды здесь пренебрегается влиянием нейтральной компоненты и магнитного поля в межзвездной среде, а также другими физическими процессами в астросферах. Звезда считается сферически-симметричным гиперзвуковым точечным источником с заданными массовым расходом \dot{M}_\odot , терминальной скоростью V_0 и напряженностью магнитного поля B_E на 1 а.е. Звездный ветер и межзвездная среда считаются полностью ионизованной водородной плазмой с уравнением состояния $p = 2n_p k_B T$, где n_p – концентрация протонов, k_B – постоянная Больцмана, T – температура плазмы. Отношение удельных теплоемкостей γ принимается постоянным и равным 5/3. Азимутальная составляющая магнитного поля звезды на внутренней границе считается решением спирали Паркера:

$$B_\phi = B_E \left(\frac{R_E}{R} \right) \sin \theta \quad (3)$$

Индексом “ E ” здесь и далее обозначаются параметры на 1 а.е.

Радиальной составляющей магнитного поля в граничных условиях также пренебрегается (ввиду убывания пропорционально квадрату расстояния). В межзвездной среде считаются заданными все параметры потока: скорость V_∞ , плотность ρ_∞ и давление p_∞ .

Сформулируем задачу в безразмерном виде. Для этого примем: 1) ρ_∞ за характерную плотность; 2) $a_\infty = \sqrt{\gamma p_\infty / \rho_\infty}$ за характерную скорость; 3) $R_* = \sqrt{V_0 \dot{M}_\odot / (4\pi \gamma p_\infty)}$ за характерное расстояние, пропорциональное расстоянию до внешней ударной волны, полученному из аналитического стационарного решения задачи о взаимодействии ненамагниченного сферически-симмет-

ричного звездного ветра с покоящейся межзвездной средой (см. [1]). Мы не выбрали V_∞ в качестве характерной скорости для возможности рассмотрения предельного случая $V_\infty = 0$.

Таким образом, поставленная задача будет зависеть от 4 безразмерных параметров: 1) газодинамического числа Маха в локальной межзвездной среде ($M_\infty = V_\infty/\sqrt{\gamma p_\infty/\rho_\infty}$); 2) альфвеновского числа Маха в звездном ветре ($M_A = V_0\sqrt{4\pi\rho_E/B_E}$), фактически задающего напряженность магнитного поля звезды; 3) параметра γ , который в данной работе считается постоянным и равным $5/3$ для одноатомного газа и 4) числа $\chi = V_0/a_\infty$ – отношение терминальной скорости источника к скорости звука набегающего потока.

Запишем стационарную систему уравнений идеальной магнитной гидродинамики, сохраняющую свой вид при указанном обезразмеривании:

$$\operatorname{div}(\rho\mathbf{V}) = 0 \quad (4)$$

$$\operatorname{div}\left[\rho\mathbf{V}\mathbf{V} + \left(p + \frac{B^2}{8\pi}\right)\cdot\hat{\mathbf{I}} - \frac{B\mathbf{B}}{4\pi}\right] = 0 \quad (5)$$

$$\operatorname{div}\left[\left(e + p + \frac{B^2}{8\pi}\right)\mathbf{V} - \frac{(\mathbf{V}\cdot\mathbf{B})\mathbf{B}}{4\pi}\right] = 0 \quad (6)$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{B}\mathbf{V} - \mathbf{V}\mathbf{B}) = 0, \quad \operatorname{div}(\mathbf{B}) = 0 \quad (7)$$

$$e = \frac{p}{(\gamma-1)} + \rho\frac{V^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi} \quad (8)$$

Здесь e – полная энергия единицы объема газа, \mathbf{B} – вектор индукции магнитного поля, \mathbf{ab} – тензорное произведение двух векторов \mathbf{a} и \mathbf{b} , $\hat{\mathbf{I}}$ – единичный тензор, \cdot – скалярное произведение.

Используя систему уравнений (4–7), легко показать, что параметр χ является несущественным для рассматриваемой стационарной задачи (см. [27]), так как имея решение с конкретным χ_1 , можно произвести перенормировку решения в звездном ветре (до НР) и получить новое решение, соответствующее параметру χ_2 следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho_2(\mathbf{r}) &= \frac{\chi_1^2}{\chi_2^2} \rho_1(\mathbf{r}), & \mathbf{V}_2(\mathbf{r}) &= \frac{\chi_2}{\chi_1} \mathbf{V}_1(\mathbf{r}) \\ p_2(\mathbf{r}) &= p_1(\mathbf{r}), & \mathbf{B}_2(\mathbf{r}) &= \mathbf{B}_1(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (9)$$

Функции $\rho_2(\mathbf{r})$, $\mathbf{V}_2(\mathbf{r})$, $p_2(\mathbf{r})$, $\mathbf{B}_2(\mathbf{r})$ удовлетворяют: 1) дифференциальным уравнениям (4)–(7); 2) условиям Ренкина–Гюгонио на разрывах; 3) балансу давления и условиям $(\mathbf{V}\cdot\mathbf{n}) = 0$, $(\mathbf{B}\cdot\mathbf{n}) = 0$ на тангенциальном разрыве, где \mathbf{n} – нормаль к поверхности разрыва; 4) внутреннему граничному условию $V_0 = \chi_2 a_\infty$. Следовательно, есть только два безразмерных параметра, определяющих решение задачи (не считая γ , изменение которого может представлять только теоретический интерес, неприменимый к астрофизическим приложениям).

1.1. Граничные условия

Для завершения постановки задачи осталось сформулировать граничные условия в безразмерном виде. В численных расчетах необходимо ставить внутренние граничные условия на определенном безразмерном расстоянии \hat{R}_{in} от звезды. В проведенных расчетах использовалось $\hat{R}_{in} = 0,07$. В безразмерном виде граничными условиями на \hat{R}_{in} являются:

$$\hat{V}_{in} = \chi, \quad \hat{\rho}_{in} = \frac{1}{\chi^2 \hat{R}_{in}^2}, \quad \hat{B}_{in} = \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{R}_{in} M_A}$$

Граничные условия в набегающем потоке следующие:

$$\hat{V}_\infty = M_\infty, \quad \hat{\rho}_\infty = 1, \quad \hat{p}_\infty = 1$$

Для безразмерных параметров в случае Солнечной системы имеем: $M_\infty = 2$, $M_A = 12,9$, $\chi = 32,2$. Характерное расстояние $R_* = 394,5$ а.е.

1.2. Метод расчета

Решение стационарных уравнений (4)–(7) находится методом установления по времени. Используется метод контрольных объемов с решением задачи о распаде произвольного разрыва на границе (см. [28]) и нахождением потоков массы, импульса и энергии через границу ячейки для применения интегральных законов сохранения. Решение задачи о распаде произвольного разрыва в рамках идеальной магнитной гидродинамики находится приближенно методом “HLLC” (см., например, [29]). Для обеспечения равенства нулю дивергенции магнитного поля (которая может возникать вследствие: 1) неправильных начальных условий для магнитных полей и 2) не точности численного решения МГД-задачи о распаде произвольного разрыва) была использована схема очистки потока от дивергенции, предложенная в работе [30].

Вычисления производились на адаптивной декартовой сетке с возможностью увеличения разрешения в нужных областях течения. Для точного определения положения астропазы использовался метод конвективного переноса индикатора Q (см., например, [31]): вместе с системой (4)–(7) решается уравнение:

$$\frac{\partial \rho Q}{\partial t} + \text{div}(V \rho Q) = 0$$

с граничными условиями $Q = 1$ в источнике и $Q = 100$ в набегающем потоке. Q – пассивный индикатор, который в области течения, занятой солнечным ветром, будет равен 1, а занятой межзвездным газом – равен 100. Таким образом, астропауза определяется как поверхность, на которой $Q \approx 60$. Стоит отметить, что построение линий тока в течении также является дополнительным возможным способом определения положения астропазы.

На выходных границах используются мягкие граничные условия для всех параметров потока (равенство нулю производных), а на входных границах значения зафиксированы в соответствии с граничными условиями. Для того чтобы избежать влияния на течение отраженных от выходных границ характеристик, область расчета увеличивается и вблизи границ используются крупные ячейки, чтобы численная диссипация рассеивала возмущения. Результаты протестированы на сетках с различным разрешением.

Расчеты проводились с использованием графического процессора: GeForce GTX 1080 Ti и компилятора Nvidia CUDA (nvcc). Это позволяет ускорить вычисления примерно в пять раз по сравнению с решением на 16 потоках процессора (см. [27]).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты расчетов представлены в декартовой системе координат, центром которой является звезда, ось X направлена против набегающего потока, ось Z совпадает с осью вращения звезды (полярная ось), ось Y дополняет трехгранник до правой тройки. Вычисления производились для трех значений альфвеновского числа Маха звезды ($M_A = 4, 8, 12$) и для большого набора чисел Маха набегающего потока ($0 \leq M_\infty \leq 3$). Здесь представлены результаты для наиболее близкого к солнечному значению $M_A = 12$, другие числа M_A здесь также обсуждаются, но представлены в работе [32]. Параметр χ , не влияющий на стационарное течение, был выбран равным двум, чтобы избежать возможного возникновения неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на астропазе.

Картина течения является трехмерной и сложной для представления, поэтому она подробно описана ниже. На рис. 2 изображены изолинии плотности и линии тока для расчетов с восемью различными значениями числа Маха M_∞ . Каждый расчет показан в двух плоскостях: экваториальной – плоскость XOY и полярной – плоскость XOZ . В силу сделанных в работе предположений, эти плоскости также являются плоскостями симметрии задачи, поэтому результаты приводятся только в полуплоскостях с положительными значениями Y и Z . Расчет для неподвижной межзвездной среды ($M_\infty = 0$) представлен в работе [26] и здесь не повторяется.

Первый расчет (1) на рис. 2 представлен для очень слабого набегающего потока $M_\infty = 0.1$. Астропауза выделена красным, на ней сходятся линии тока от источника и набегающего потока. Астропауза слегка наклонена в отрицательном направлении оси X (к хвосту) и представляет собой цилиндрическую поверхность (трубу) с нейтральной осью, близкой к оси Z . В экваториальной плоскости (XOY) видно поперечное сечение трубы, форма которого близка к окружности. В полярной плоскости заметны слегка наклоненные крылья трубы. Поверхность астросферной

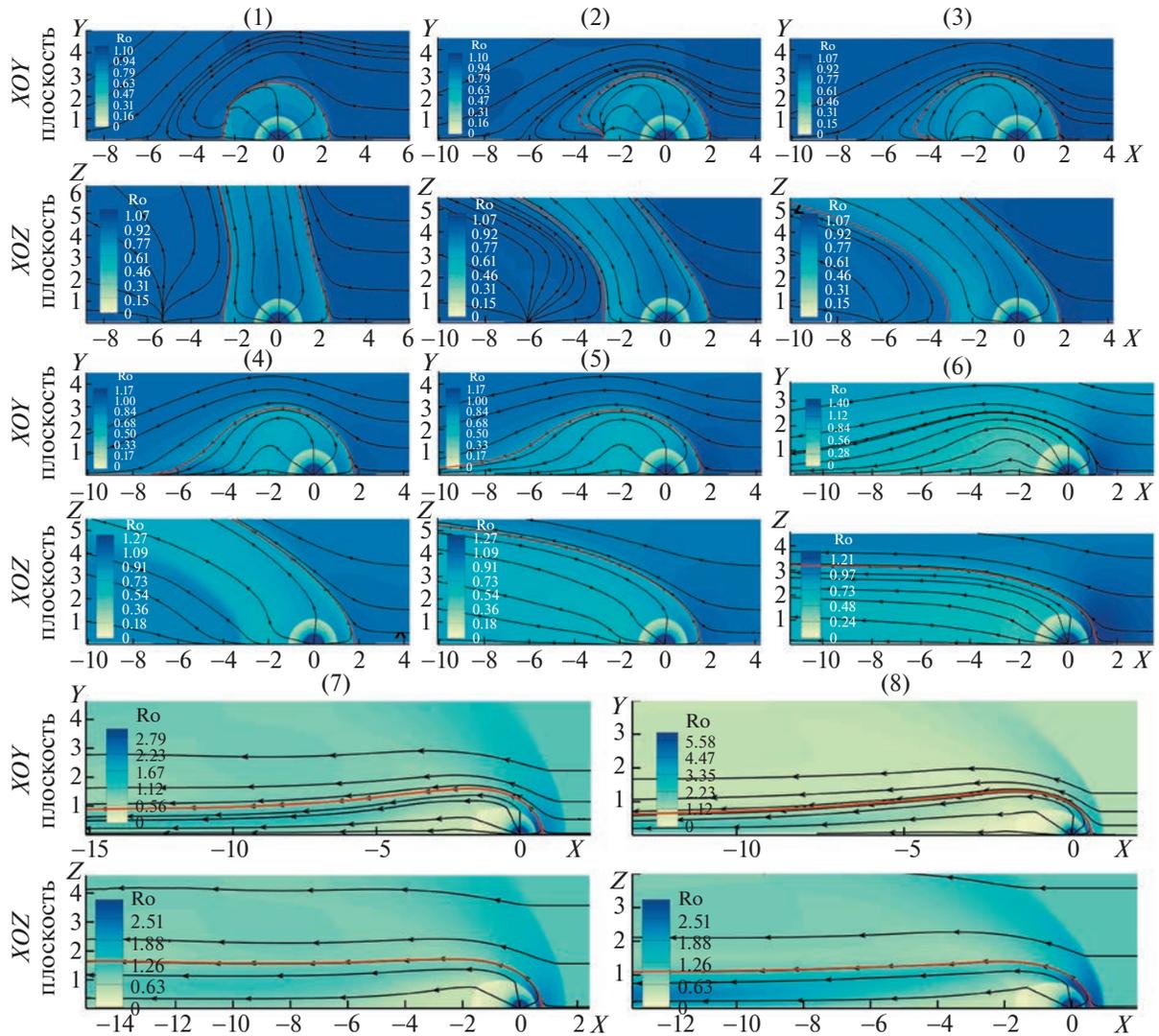


Рис. 2. Изолинии плотности и линии тока приведены по результатам расчетов для различных значений числа Маха M_∞ в двух плоскостях (экваториальной XOY и полярной XOZ), $M_A = 12$, $\chi = 2$, оси в безразмерных координатах. Номер расчета—число Маха: (1) – 0.1, (2) – 0.25, (3) – 0.3, (4) – 0.35, (5) – 0.5, (6) – 0.9, (7) – 1.6, (8) – 2.2.

ударной волны (TS) близка к сферической. Качественно форма тангенциальной поверхности близка к случаю, когда набегающий поток отсутствует.

Особый интерес представляет картина течения в хвостовой области. В экваториальной плоскости часть линий тока обтекают астроплазу, образуя точку торможения на оси X при $X \approx -5.3$. Далее линии тока разворачиваются по направлению к звезде и втыкаются в тангенциальный разрыв, образуя еще одну точку торможения уже на самом разрыве. В полярной плоскости отчетливо видно, что эти линии тока опять поворачивают по направлению к оси Z и уходят вверх и вниз (для симметричных линий тока) по оси Z . Этот поток движется далее параллельно трубе. Существует и другая часть линий тока, которые обтекают астроплазу на больших расстояниях и не разворачиваются. Здесь полезно посмотреть на распределение модуля скорости на оси X (рис. 3) для $M_\infty = 0.1$ (красная кривая). Модуль скорости представлен в логарифмической шкале. На рисунке отчетливо видны точки торможения. Направление скорости на конкретных участках показано стрелками. В возвратной зоне значение скорости достигает 0.06, что составляет больше половины от скорости набегающего потока (0.1) и также примерно соответствует скорости на оси в хвостовой области. Можно заключить, что возвратное течение является достаточно сильным.

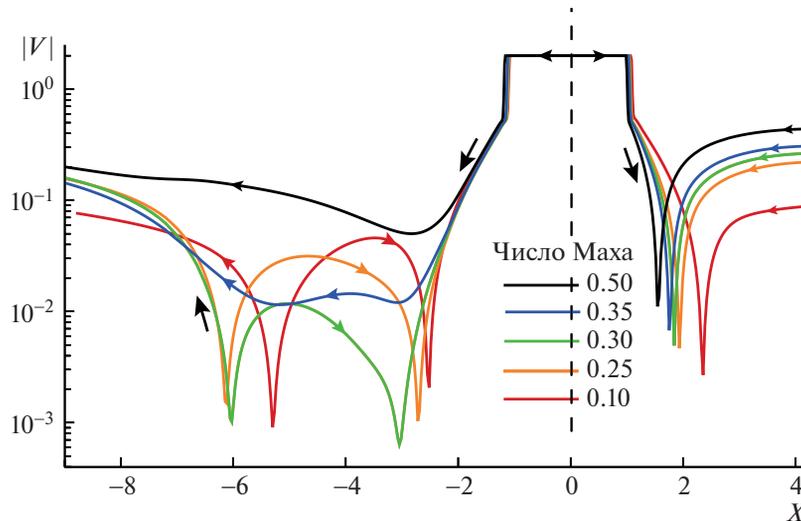


Рис. 3. Распределение модуля скорости (в логарифмическом масштабе) вдоль оси x для расчетов с различными значениями числа Маха M_∞ набегающего потока. $M_A = 12$, $\chi = 2$.

Второй расчет (2), проведенный при значении числа Маха $M_\infty = 0.25$, демонстрирует (рис. 2) большее влияние набегающего потока. Заметно большее искривление тангенциального разрыва. Также интересно отметить форму трубы в перпендикулярном сечении (см. экваториальную плоскость). Она имеет выемку (желобок) у оси X , в которую устремляются все линии тока возвратного течения, уходя далее вдоль трубы вверх и вниз по оси Z . На рис. 3 (оранжевая кривая) заметны уменьшение скорости течения в возвратной зоне и увеличение в хвостовой (при $X < -6.2$). При этом астропауза в головной области перемещается ближе к звезде, а в хвостовой удаляется от звезды. Точка торможения также удаляется от звезды ($X \approx -6$). Качественно можно описать течение следующим образом: набегающий поток стал быстрее, что повлияло на 1) искривление трубы в силу увеличения на нее динамического давления, 2) уменьшение возвратной зоны из-за увеличения инерции набегающего потока, которому теперь “сложнее” развернуться. Скорость после разворота становится меньше, что приводит к меньшему давлению в точке торможения на астропаузе (при $X \approx -2.5$) и далее к перемещению астропаузы дальше в хвост для уравнивания давлений на нее с двух сторон.

Третий расчет (3) на рис. 2 вместе с зеленой кривой на рис. 3 выполнен при $M_\infty = 0.3$ и подтверждает предыдущие выводы. Труба изгибается еще больше, астропауза передвигается в хвост, хотя точка торможения в хвостовой части остается примерно в том же месте. Этот расчет был последним, перед бифуркацией режима течения и сменой топологии астропаузы. При дальнейшем увеличении M_∞ происходит “прорыв” звездным ветром точки торможения (на астропаузе в хвостовой части). Расчет (4) при $M_\infty = 0.35$ на рис. 2 качественно отличается от предыдущих. Здесь отсутствует возвратное течение (синяя кривая на рис. 3), полярная плоскость в хвосте полностью занята линиями тока от источника. Однако область “прорыва” очень тонкая, что хорошо видно в экваториальной плоскости — в хвостовой части звездный ветер сливается с набегающим потоком на оси X . Таким образом, можно заключить, что критическое значение числа Маха, при котором происходит бифуркация потока, $M_\infty^* \approx 0.325$.

Дальнейшее увеличение M_∞ (рис. 2, расчеты (5) и (6)) приводит к расширению астропаузы в экваториальной плоскости (расширение зоны прорыва) и сужению ее в полярной плоскости (еще больший изгиб участков астропаузы, которые были крыльями трубы до бифуркации).

Расчеты (7)–(8) рис. 2 проведены для значений $M_\infty = 1.6$ и, близкому к гелиосферному, 2.2. Произошел переход через точку $M_\infty = 1$, образовались головная ударная волна (TS) и диск Маха в хвостовой зоне. Положения поверхностей разрыва на оси X при переходе из дозвукового обтекания в сверхзвуковое хорошо видны на рис. 4, где изображены графики плотности вдоль оси X для широкого диапазона чисел Маха набегающего потока. При увеличении M_∞ все поверхности

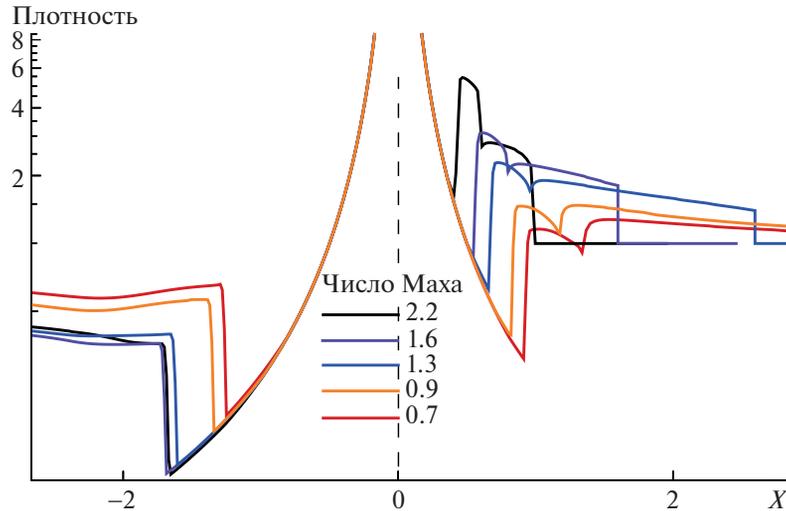


Рис. 4. Распределение плотности вдоль оси X для различных значений M_∞ набегающего потока в логарифмическом масштабе, $M_A = 12$, $\chi = 2$.

в головной области приближаются к звезде, что соответствует классическим представлениям. Магнитное поле звезды уже оказывает слабое влияние, которое проявляется в сплюснутости астроплазы в хвосте в плоскости XOY на 30% по сравнению с плоскостью XOZ .

Также были проведены расчеты при $M_A = 8$ и $M_A = 4$ (здесь не показаны). Качественно результаты не изменяются. Однако значения $M_A = 8$ и $M_A = 4$ соответствуют более сильному магнитному полю звезды, поэтому труба сохраняет свою трубчатую форму при больших значениях числа Маха в набегающем потоке. Критические числа Маха, при которых происходит бифуркация, приблизительно равны 0.45 и 0.95 для $M_A = 8$ и $M_A = 4$ соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучается влияние магнитного поля звезды на форму астроплазы. Проведено параметрическое исследование задачи от двух безразмерных параметров: 1) числа Маха набегающего потока (M_∞) и 2) альфвеновского числа Маха источника (M_A). Результаты можно кратко резюмировать следующим образом:

1. Для малых чисел Маха набегающего потока ($M_\infty \rightarrow 0$) реализуется трубчатая форма астроплазы (см. рис. 2а) вне зависимости от величины магнитного поля звезды (от M_A). Такое заключение справедливо для медленно движущихся в космическом пространстве звезд.

2. При изменении M_∞ в диапазоне $0 \leq M_\infty < M_\infty^*$ наблюдается сгибание трубы (см. рис. 1б) с образованием сложной области течения за трубой, состоящей из вторичной точки торможения и возвратной зоны. M_∞^* – критическое число Маха, при котором происходит смена режима течения на режим с классической формой астроплазы. Значения M_∞^* определены для трех разных M_A . Бифуркация происходит с прорывом звездным ветром астроплазы в узкой области.

3. При увеличении M_∞ от M_∞^* до 1 узкая область прорыва расширяется, и астроплаза стремится к классической форме (см. рис. 1в). При $M_\infty = 1$ происходит еще одна бифуркация режима течения с образованием головной ударной волны и диска Маха (см. рис. 1г).

4. При дальнейшем увеличении M_∞ картина течения качественно не меняется. На гелиосферных числах Маха ($M_\infty = 2.2$) астроплаза остается вытянутой по оси вращения звезды на $\approx 30\%$.

В целом можно сделать вывод, что влияние магнитного поля звезды важно и должно учитываться в современных моделях астросфер. Результаты расчетов при значениях параметров, характерных для Солнечной системы, подтверждают открытый характер гелиоплазы в хвостовой области. Это согласуется с результатами модели гелиосферы, представленной в работе [21]. В бу-

дущем исследование может быть продолжено с учетом влияния внешних магнитных полей и нейтральных атомов на трубчатую форму астропаузы. Так, например, учет внешних магнитных полей может оказать дополнительный удерживающий трубу эффект, увеличив M_{∞}^* .

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 19-12-00383.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Parker E.N.* The Stellar-Wind Regions // *Astrophys. J.* 531. 1963.
<https://doi.org/10.1086/147124>
2. *Баранов В.Б., Краснобаев К.В., Куликовский А.Г.* Модель взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой // Доклады Академии наук СССР. 1970. № 194. С. 41–44.
3. *Баранов В.Б., Лебедев М.Г., Рудерман М.С.* Структура области взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой и ее влияние на проникновение атомов H в солнечный ветер // *Astrophys Space Sci.* 1979. С. 429–440.
<https://doi.org/10.1007/BF00650015>
4. *Baranov V.M., Malama Iu.G.* Model of the solar wind interaction with the local interstellar medium numerical solution of self-consistent problem // *JGR.* 1993.
<https://doi.org/10.1029/93JA01171>
5. *Bertaux J.L., Blamont J.E.* Evidence for a source of an extraterrestrial hydrogen Lyman-alpha emission // *AAP.* 1971. № 11. С. 20.
6. *Thomas G.E., Krassa R.F.* OGO 5 Measurements of the Lyman Alpha Sky Background // *AAP.* 1971. № 11. С. 218.
7. *Wallis M.K.* Local interstellar medium // *Nature.* 1975. №254. С. 202–203.
8. *Баранов В.Б., Рудерман М.С.* Взаимодействие солнечного ветра с заряженными и нейтральными компонентами межзвездной среды // Письма в *Астрономический журнал.* 1979. № 5. С. 615–619.
9. *Баранов В.Б., Ермаков М.К., Лебедев М.Г.* Трехкомпонентная газодинамическая модель взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой // *Известия Академии наук СССР. Механика жидкости и газа.* 1981. № 5. С. 123.
10. *Baranov V.B., Ermakov M.K., Lebedev M.G.* Three-component gas-dynamic model of the interaction of the solar wind with the interstellar medium // *Fluid Dynamics.* 1982. № 17. С. 754–759.
11. *Baranov V.B., Lebedev M.G., Malama Y.G.* The influence of the interface between the heliosphere and the local interstellar medium on the penetration of the H atoms to the Solar system // *Astrophysical Journal.* 1991. Т. 375. № 3. С. 347–351.
<https://doi.org/10.1086/170194>
12. *Baranov V.B., Izmodenov V.V.* Model Representations of the interaction between the solar wind and the supersonic interstellar medium flow. Prediction and interpretation of experimental data // *Fluid Dynamics.* 2006. Т. 41. № 5. С. 689–707.
<https://doi.org/10.1007/s10697-006-0089-9>
13. *Baranov V.B., Zaitsev N.A.* On the problem of the solar wind interaction with magnetized interstellar plasma // *Astronomy and Astrophysics.* 1995. № 304. С. 631.
14. *Pogorelov N., Matsuda T.* Application of numerical methods to modeling the stellar wind and interstellar medium interaction // 1998/ eprint arXiv:physics/9807031.
15. *Linde T.J., Gombosi T.I., Roe P.L., Powell K.G., Dezeew D.L.* Heliosphere in the magnetized local interstellar medium: Results of a three-dimensional MHD simulation // *Journal of Geophysical Research.* 1998. № 103. С. 1889–1904.
<https://doi.org/10.1029/97JA02144>
16. *Alexashov D.B., Izmodenov V.V.* Kinetic vs. multi-fluid models of H atoms in the heliospheric interface: a comparison // *Astronomy and Astrophysics.* 2005. № 439. С. 11171–1181.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20052821>
17. *Yu G.* The interstellar wake of the solar wind // *Astrophysical Journal.* 1974. № 194. С. 187–202.
<https://doi.org/10.1086/153235>
18. *Opher M., Drake J.F., Zieger B., Zieger M., Gombosi T.I.* Magnetized Jets Driven by the Sun: The Structure of the Heliosphere Revisited // *Astrophysical Journal Letter.* 2015. № 800.
<https://doi.org/10.1088/2041-8205/800/2/L28>
19. *Drake J.F., Swisdak M., Opher M.* A Model of the Heliosphere with Jets // *Astrophysical Journal.* 2015.
<https://doi.org/2015AGUFM53C.02D>
20. *Izmodenov V.V., Alexashov D.B.* Three-dimensional kinetic-MHD model of the global heliosphere with the heliopause-surface fitting // *Astrophysical Journal, Supplement Series.* 2015.
<https://doi.org/10.1088/0067-0049/220/2/32>

21. *Izmodenov V.V., Alexashov D.B.* Magnitude and direction of the local interstellar magnetic field inferred from Voyager 1 and 2 interstellar data and global heliospheric model // *Astronomy and Astrophysics*. 2020. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201937058>
22. *Pogorelov N.V., Borovikov S.N., Heerikhuisen J., Zhang M.* The Heliotail // *Astrophysical Journal*. 2015. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/812/1/L6>
23. *Pogorelov N.V., Fichtner H., Czechowski A., Lazarian A., Lembege B., le Roux J.A., Potgieter M.S., Scherer K., Stone E.C., Strauss R.D., Wiengarten T., Wurz P., Zank G.P., Zhang M.* Heliosheath Processes and the Structure of the Helopause: Modeling Energetic Particles, Cosmic Rays, and Magnetic Fields // *Space Science Reviews*. 2017. <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0354-8>
24. *Parker E.N.* Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields // *Astrophysical Journal*. 1958. V. 128. P. 664. <https://doi.org/10.1086/146579>
25. *Golikov E.A., Izmodenov V.V., Alexashov D.B., Belov N.A.* Two-jet astrosphere model: effect of azimuthal magnetic field // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2017. <https://doi.org/10.1093/mnras/stw2402>
26. *Golikov E.A., Izmodenov V.V., Alexashov D.B.* Two-jet structure of the bow produced by magnetized hypersonic spherical source into the steady unmagnetized medium // *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/815/1/012035>
27. *Korolkov S.D., Izmodenov V.V., Alexashov D.B.* Numerical modeling of the convective Kelvin-Helmholtz instabilities of astropauses // *Journal of Physics: Conference Series*. 2020. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1640/1/012012>
28. *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
29. *Gurski K.F.* An HLLC-type approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics // *SIAM J. Sci. Comput.* 2004. V. 2165. P. 25.
30. *Powell K.G., Roe P.L., Linde T.J., Gombosi T.I., Zeeuw D.L.* A Solution-Adaptive Upwind Scheme for Ideal Magnetohydrodynamics // *Journal of Computational Physics*. 1999. <https://doi.org/10.1006/jcph.1999.6299>
31. *Osher Level Set Methods and Dynamic Implicit Surfaces.* New York: Springer-Verlag, 2003. <https://doi.org/10.1007/b98879>
32. *Korolkov S.D., Izmodenov V.V.* New unexpected flow patterns in the problem of the stellar wind interaction with the interstellar medium: stationary ideal-MHD solutions // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2021. <https://doi.org/10.1093/mnras/stab1071>

УДК 532.5

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ДВИЖИТЕЛЕЙ НА СУДНЕ С МАЛОЙ ПЛОЩАДЬЮ ВАТЕРЛИНИИ

© 2023 г. В. В. Прокофьев^{а,*}, Е. А. Архангельский^а, А. В. Бойко^{а,**}, Е. В. Филатов^а

^аМГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики, Москва, Россия

*E-mail: vlad.prokof@yandex.ru

**E-mail: mailband@mail.ru

Поступила в редакцию 18.08.2022 г.

После доработки 11.10.2022 г.

Принята к публикации 11.10.2022 г.

Экспериментально исследуется эффективность волновых движителей (ВД) двух типов (качающееся подпружиненное крыло и прямооточный ВД) на модели судна с малой площадью ватерлинии (СМПВ). В качестве рабочего элемента как качающегося, так и прямооточного ВД использовался профиль НАСА0015. В случае прямооточного ВД плоский профиль был жестко закреплен относительно корпуса судна с наклоном хорды крыла 30° . Проведены исследования эффективности работы волновых движителей на волнах различной длины в зависимости от осадки корпусов СМПВ и, в случае качающегося подпружиненного крыла, также от глубины погружения движителя. С использованием результатов буксировочных испытаний проведена оценка силы тяги прямооточного ВД при различных условиях эксплуатации. Обнаружено, что с ростом глубины погружения корпусов судна эффективность прямооточного ВД растет, а качающегося ВД уменьшается, однако он в значительной мере сохраняет работоспособность, при условии, что рабочий элемент ВД остается на оптимальной глубине вблизи от поверхности воды.

Ключевые слова: морские волны, судно типа СМПВ, волновой движитель, прямооточный волновой движитель, волновой канал, эксперимент

DOI: 10.31857/S0568528122600564, EDN: AJNUBP

Идея использования волновой энергетики моря для движения судов возникла очень давно. Первые упоминания об использовании энергии морских волн для движения судов относятся еще к 19 в. Препятствиями к применению различных волновых движителей (ВД) являются неустойчивость параметров реальных морских волн и сильная зависимость эффекта от параметров самого судна и волнового движителя. Тем не менее примеры применения ВД довольно многочисленны – см. [1].

В гидроканале Института механики МГУ модельные испытания судов с ВД проводились с 1989 г. С использованием линейной теории волн и линейной теории качки была предложена математическая модель для расчета тяги волнового движителя с учетом килевой и вертикальной качки судна [2]. Показано, что эффект создания тяги главным образом связан с качкой судна, и наибольшая тяга волнового движителя достигается при длине волны соизмеримой с длиной судна. В [3] представлена схема нового волнового движителя, где механизм тяги связан не с качкой судна, а с опрокидыванием волн при взаимодействии с элементами конструкции ВД. Для проверки возможности использования жестко закрепленной на судне наклонной пластины в качестве волнового движителя судна в Институте механики МГУ была построена модель судна-катамарана длиной более 6 м. Эффект движения судна против волн за счет их опрокидывания на неподвижной относительно судна наклонной пластине успешно продемонстрирован как на устройстве, где качка полностью отсутствовала (тележка на рельсах) [3], так и на длинном катамаране, где отсутствовала килевая качка [4].

Традиционно в качестве волнового движителя используется поворачивающееся крыло симметричного профиля с упругой заделкой (см., например, [5]). В работах [1, 6] приведены результаты сравнительных испытаний трех различных типов волновых движителей – крыльевого движителя, ВД типа подводный парус и прямооточного волнодвижителя на модели катамарана дли-

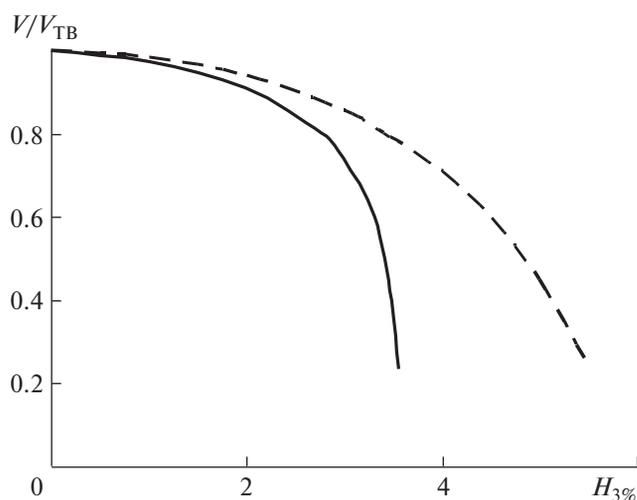


Рис. 1. Графики падения скорости некоторых судов класса река-море (судно проекта 0225 – сплошная линия, 1557 – штрихованная), идущих против волн, в зависимости от степени волнения [7].

ной 1.7 м с расстоянием между корпусами 1 м. В отличие от катамарана длиной 6 м [4] здесь наблюдалась значительная килевая качка, что способствовало работе качающихся волновых движителей, но ухудшало эффективность прямоходного. Наличие килевой качки заметно уменьшает максимальную скорость судна оборудованного прямоходным волнодвижителем. Однако применение пластины стабилизатора на корме судна поднимает эффективность волнодвижителя до уровня, полученного в тех же условиях на длинном судне.

Экспериментальные исследования, проведенные в условиях гидроканалов на пологих волнах [5, 6], показали, что скорость судна, оборудованного крыльевыми волнодвижителями при фиксированной частоте волн, пропорциональна высоте волн. Казалось бы, в штормовых условиях, где амплитуда волн приближается к максимальной, оправдано применение ВД. Однако в штормовых условиях крутизна волн увеличивается, а скорость частиц жидкости на гребнях волн приближается к фазовой скорости волн. Это приводит к значительному увеличению сопротивления для судов, движущихся против волн. На рис. 1 приведен график падения скорости двух судов класса река-море, идущих против волн в зависимости от степени волнения [7]. Эти суда благодаря небольшим габаритам весьма подвержены килевой качке в штормовых условиях. Скорость отнесена к скорости полного хода того же судна на тихой воде $V_{ТВ}$, по горизонтальной оси отложена высота волн так называемой 3% обеспеченности (высота, которую превышают 3 максимальных волны из 100 измеренных).

Используя имеющиеся в литературе данные о характеристиках ветра и штормовых волн по общепринятой шкале Бофорта, можно заключить, что начиная с волнения в 3–4 балла, крутизна волн (отношение высоты волн к их длине) остается стабильной. Скорость ветра (измеряемая как правило на высоте 10 м) для того же диапазона штормовых волн превышает фазовую скорость волн примерно в 2 раза. Так что при не очень развитых надстройках судна штормовые волны вносят значительный вклад в сопротивление судна, движущегося против волн.

Пользуясь графиком рис. 1, можно определить параметры встречных волн, при которых судно полностью теряет скорость. Например, судно класса река-море типа Сибирский (проект 0225) полностью теряет скорость при высоте волн до 3.5 м (длина волн примерно 60 м). Длина судна этого проекта – 129.57 м, осадка – 3.2 м, высота борта – 6 м, мощность – 2×662 л.с. То есть, полная остановка судна при двигателях, работающих на полный ход, происходит при взаимодействии с волнами, высота которых порядка осадки судна, а длина в 2 раза меньше длины судна. Для других типов судов класса река-море дело обстоит лучше. Например, судно типа Сормовский (проект 1557, рис. 1) с близкими характеристиками: длина – 114.2 м, осадка – 3.8 м, высота борта – 5.5 м, мощность – 2×485 л.с. на тех же волнах (3.5 м) теряет до 20% скорости. Полная же остановка происходит на волнах высотой 5.5 м (длина около 100 м). Высота волн в этом случае

превышает осадку судна, а длина примерно равна длине судна – такие параметры обеспечивают интенсивную килевую качку.

Для повышения эффективности работы традиционных волновых движителей требуется увеличение интенсивности волн. Приведенные выше примеры показывают, что в реальных штормовых условиях это связано с увеличением сопротивления при взаимодействии с волнами вплоть до остановки, а затем и дрейфа судна по волнам. Но там, где обычные винты не могут обеспечить движение против волн, волновые движители вряд ли смогут это сделать.

Однако известна конструкция судов мало подверженных воздействию волн, это так называемые суда с малой площадью ватерлинии (СМПВ), также часто их называют полупогруженными катамаранами. В англоязычной литературе такие суда обозначаются как SWATH (Small Waterplane Area Twin Hull). Суда этого типа имеют специальную форму корпуса, расположенную над водой платформу, укрепленную на двух подводных понтонах с помощью нескольких (к примеру, четырех) опор, которые образуют минимальную площадь сечения по ватерлинии. Такая конструкция применяется при постройке быстроходных судов, имеющих малое волновое сопротивление, а также, благодаря малой восприимчивости к воздействию морских волн, используется в конструкциях судов, предназначенных для ведения подводных работ в районах с большими глубинами.

Подводная часть СМПВ обычно выполняется в виде цилиндрической конструкции с носовым и кормовым обтекателями, надводная платформа судна крепится к ним при помощи вертикальных пилонов соответствующего сечения. Такая конструкция опор приводит к сокращению смоченной поверхности, а подводные корпуса-понтон призваны обеспечивать необходимую остойчивость, запас плавучести и т.д. Суда системы СМПВ имеют большое преимущество в остойчивости, как перед однокорпусными судами, так и перед катамаранами классической схемы. Они могут оставаться стабильными даже при сравнительно сильном волнении. Одно из первых судов, созданных по схеме СМПВ, было опытное судно SSP Kaimalino, построенное в 1973 г. на верфи Coast Guard Yard в г. Кертис Бэй (шт. Мэриленд). Индекс SSP расшифровывается как Semi-Submerged Platform (“Полупогруженная платформа”), а имя “Каималино” было взято из гавайского языка и означало “тихая вода”. СМПВ “Каималино” имело общую длину 26.76 м, ширину 14.2 м и нормальную осадку 4.65 м, подводные корпуса-понтон имели диаметр 1.98 м, два газотурбинных двигателя мощностью по 5000 л.с. каждый позволяли судну развивать высокие скорости, но в ходе первых испытаний его разогнали только до 22 узлов (40 км/час). При использовании дизельных двигателей (2X160 л.с.) и экономической скорости 5 узлов (9 км/час) судно смогло преодолеть до 1500 морских миль без заправки.

В работе исследуется возможность использования волновых движителей для работы на СМПВ. Так как килевая качка на судне такого типа мала, можно предположить, что прямооточный ВД, непосредственно взаимодействующий с опрокидывающимися волнами, будет эффективен. Однако представляет интерес исследование эффективности работы на таком судне и традиционного ВД типа качающееся подпружиненное крыло, так как при небольшом погружении этого ВД имеет место сильное взаимодействие с нестационарным полем течения жидкости.

1. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ СУДНА

Для испытаний в гидроканале была построена модель СМПВ по схеме SSP Kaimalino. Схематический чертеж модели с основными измерениями показан на рис. 2. Двухкорпусная плавающая конструкция состоит из двух полых цилиндрических пластмассовых корпусов-пontoнов 1 диаметром 110 мм длиной 1700 мм со съемными носовым и кормовым обтекателями специальной формы (длина цилиндрической части 1380). К каждому корпусу с верхней стороны к специально предусмотренным горизонтальным площадкам с помощью метровых стальных шпилек крепятся два пенопластовых пилон эллиптического сечения (3, оси эллипса 200 и 82 мм, площадь сечения поплавка равна 130 см²). Высота каждого из четырех пилонов модели равна 900 мм. Сверху пенопластовые пилоны, в продольном и поперечном направлениях, связаны между собой прямоугольными деревянными рейками сечением 20 × 70 мм длиной 1200 мм. Эта конструкция и составляет верхнюю площадку 2 модели СМПВ. Расстояние между центрами pontoнов – 1160 мм.

В пространстве между корпусами судна размещена проточная часть 4, формируемая двумя параллельными пластинами из 10 мм оргстекла длиной 1530 мм и высотой 350 мм, расстояние между пластинами 960 мм. В проточной части осуществляется крепление элементов волновых движителей и стабилизатора. На каждом из четырех поплавков модели установлены скобы, поз-

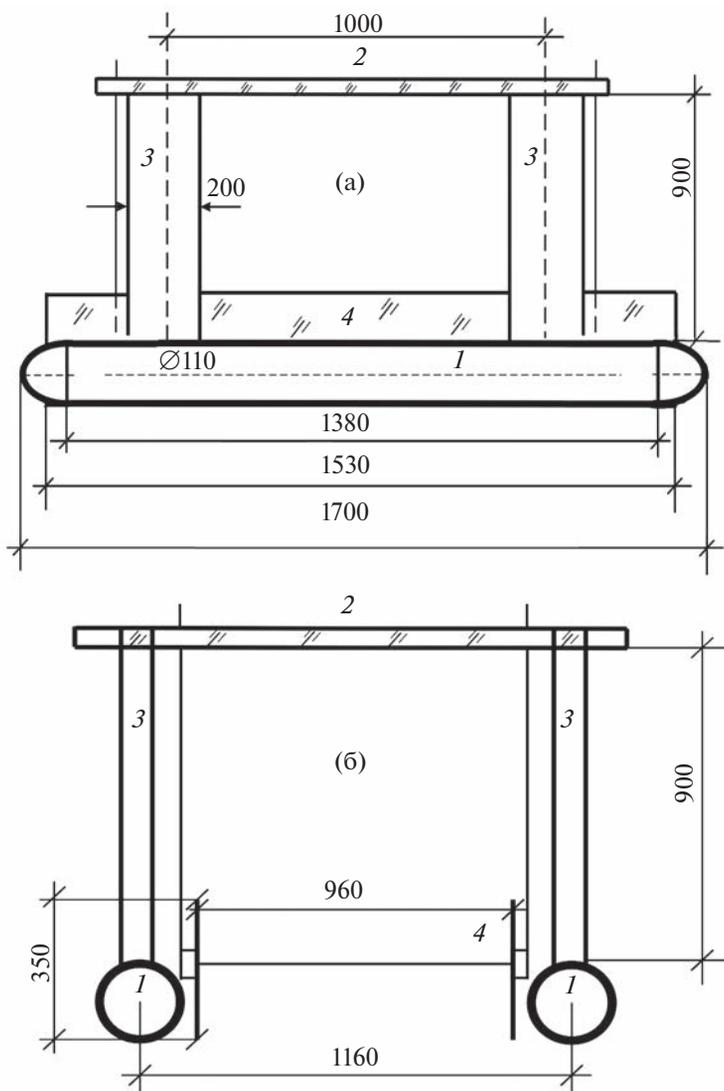


Рис. 2. Схема модели СМПВ: (а) – вид сбоку, (б) – вид спереди; 1 – корпуса-понтон, 2 – верхняя площадка модели, 3 – пенопластовые пилоны, 4 – проточная часть, формируемая двумя параллельными пластинами.

воляющие регулировать положение проточной части относительно корпуса судна по вертикали. В кормовой части установлен горизонтальный стабилизатор – пластина из оргстекла длиной 350 мм (шириной 960 мм) с вылетом за заднюю кромку пластин проточной части на 50 мм. Стабилизатор мог устанавливаться на разной высоте относительно проточной части. При испытании качающегося ВД, стабилизатор был установлен на 50 мм ниже центральной линии проточной части. В качестве рабочего элемента ВД использовался симметричный крыльевой профиль НАСА 0015 с длиной хорды 170 мм при ширине профиля 960 мм. Ось вращения профиля (33 мм от передней точки профиля) устанавливалась на уровне центральной линии проточной части, на расстоянии 65 мм от переднего края пластин. Упругая связь профиля осуществлялась с помощью горизонтально натянутых резиновых жгутов – 8 волокон диаметром по 2 мм каждый, длиной 560 мм при натяжении 1.2 кг (в стационарном состоянии). Следует отметить, что площадь ватерлинии (сумма площадей сечений 4 пилонов) составляет 32% от площади крыльевого профиля (в плане) и 15% от площади стабилизатора. Тем самым качка судна здесь определяется в основном характером взаимодействия волн с крылом ВД или со стабилизатором.

В качестве прямоточного ВД использовался тот же крыльевой профиль, но жестко закрепленный между пластинами проточной части, так что ось вращения профиля сместилась на 87 мм

вниз относительно средней линии проточной части, при фиксированном наклоне хорды профиля к горизонту 30° .

Слежение за движением судна осуществлялось с помощью луча лазера, закрепленного на верхней площадке на расстоянии 230 мм впереди центра судна.

2. ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ МОДЕЛИ СМПВ С КРЫЛЬЕВЫМ ВД ОТ ОСАДКИ СУДНА

Проведена серия испытаний модели с использованием подпружиненного жесткого крыльевого профиля NASA 0015.

Использовалась методика эксперимента, описанная в работах [3, 4, 6]. Клиновой волнопродуктор канала был установлен на максимальную амплитуду качания. Уровень воды в канале составлял 950 мм. Графики изменения высоты и длины волн в зависимости от частоты были приведены ранее [6].

Испытания проводились в диапазоне частот 0.45–0.9 Гц, в котором амплитуда волн монотонно увеличивается с ростом частоты, а длина волн уменьшается, но при этом превосходит длину модели и приближается к ней только в конце диапазона (при частоте $f = 0.9$ Гц, длина волны 1.9 м).

На рис. 3 представлены зависимости скорости движения модели против волн от их частоты при неизменном заглублении 50 мм оси крыльевого движителя (расстоянии от поверхности воды до оси профиля в состоянии покоя) для различных величин осадки модели судна. Осадку определялась по положению относительно спокойной поверхности воды. Наименьшая осадка достигалась при пустых понтонах – 95 мм (кривая 1). В этом случае корпуса понтонов возвышаются над невозмущенной поверхностью воды на 15 мм (т.е. имеем обычный катамаран). Для остальных случаев понтоны находились под водой. Кривые 2–5 на рис. 3 соответствуют величинам осадки судна 210, 343, 660, 780 мм. Видно, что наибольшая скорость в исследованном диапазоне параметров волн достигается для плавающего на поверхности катамарана (кривая 1 на рис. 3). С погружением понтонов под поверхность воды максимальная скорость движения судна против волн уменьшается. Однако даже при значительном погружении понтонов (порядка половины длины судна, кривая 5) максимальная скорость судна снижается всего на 32%. Рабочий диапазон волн с увеличением осадки увеличивается, так что на длинных волнах полупогруженное судно уже имеет большое преимущество перед обычным катамараном. Этот эффект хорошо виден на рис. 4, для длинных волн (кривые 1 и 2, отношение длины волны к длине судна $\lambda/L_s = 2.54$ и 2.26 соответственно) с ростом глубины погружения скорость судна растет, а для более коротких (кривые 3–5 для $\lambda/L_s = 2, 1.61, 1.45$ соответственно) убывает. Следует учитывать, что крутизна волн (отношение высоты волны к ее длине) в представленных экспериментах с ростом частоты волн растет. Для кривых 1–5 крутизна волн равна 0.019, 0.024, 0.03, 0.044, 0.053 соответственно. Различие крайних значений диапазона исследованных волн по крутизне 2.8 раза. Как было отмечено во введении, штормовые волны имеют примерно постоянную крутизну. С ростом амплитуды при постоянной длине волны скорость движения судна растет примерно пропорционально высоте волн (см. [6]). Подобный результат получен также в работе [5], где измерялось тяговое усилие аналогичного подпружиненного крыльевого движителя “на швартовых”. Если данные рис. 4 пересчитать на волны одинаковой крутизны (напр., 0.05, близкую к крутизне штормовых волн), то скорость движения СМПВ, оборудованного крыльевым ВД, на длинных волнах (кривые 1 и 2 рис. 4) с увеличением погружения корпусов становится выше, чем на обычном катамаране с плавающими корпусами.

3. ВЛИЯНИЕ ГЛУБИНЫ ПОГРУЖЕНИЯ ВОЛНОВОГО ДВИЖИТЕЛЯ

Эффект создания тяги крыльевым качающимся ВД может быть связан как с качкой системы корпус судна – волнодвижитель, так и с непосредственным взаимодействием качающегося профиля крыла с полем течения жидкости в отсутствие качки судна. При значительной осадке корпусов их влияние на качку судна ослаблено. В волновом канале Института механики МГУ были проведены исследования влияния глубины погружения крыльевого волнового движителя на скорость движения модели СМПВ против волн. Выбран вариант большой осадки СМПВ, для которого небольшие изменения величины осадки судна мало влияют на эффект движения против волн. Изменение вертикального положения оси крыла производилось путем вертикального перемещения проточной части модели (см. рис. 2). Вместе с проточной частью погружался и

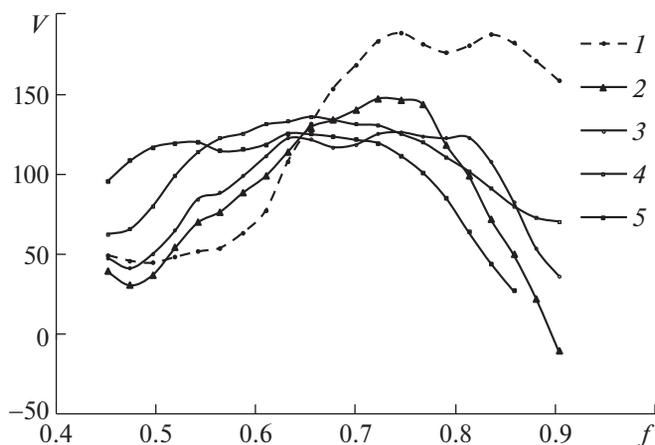


Рис. 3. Зависимость средней скорости движения судна против волн V (мм/с) от частоты волн f (Гц) при заглублении оси профиля 50 мм и различной осадке судна: 1 – 95 мм, 2 – 210 мм, 3 – 343 мм, 4 – 660 мм, 5 – 780 мм.

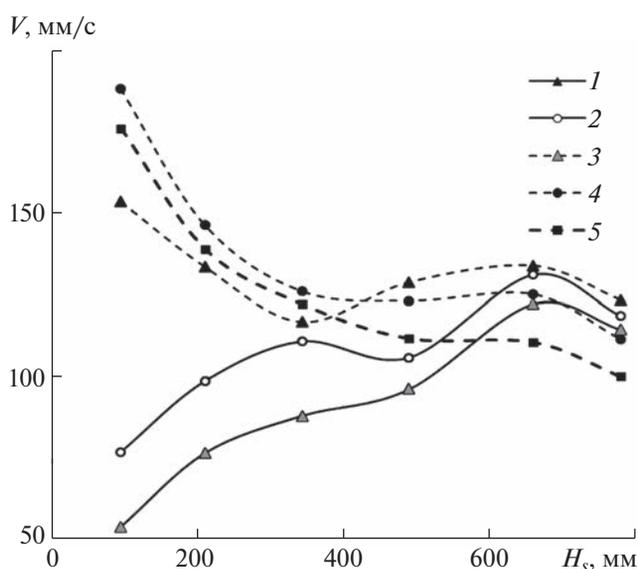


Рис. 4. Зависимость средней скорости движения судна против волн V от осадки H_s при фиксированной длине волн λ/L_s : 1 – 2.54, 2 – 2.26, 3 – 2, 4 – 1.61, 5 – 1.45.

жестко соединенный с ней стабилизатор. В табл. 1 приведены значения заглубления оси профиля качающегося ВД и осадки судна.

Соответствующие зависимости скорости от частоты волн для различных глубин погружения оси профиля относительно невозмущенной поверхности (заглубления) ВД представлены на рис. 5. Кривая 1 соответствует положению оси профиля на уровне невозмущенной жидкости. Видно, что во всем диапазоне частот волн максимальная скорость достигается при $H_p = 50$ мм, при дальнейшем увеличении заглубления оси профиля эффективность ВД уменьшается. Наличие опти-

Таблица 1

№ кривой рис. 5	1	2	3	4	5
Заглубление оси ВД (мм)	0	50	105	150	220
Осадка судна (мм)	720	660	616	580	580

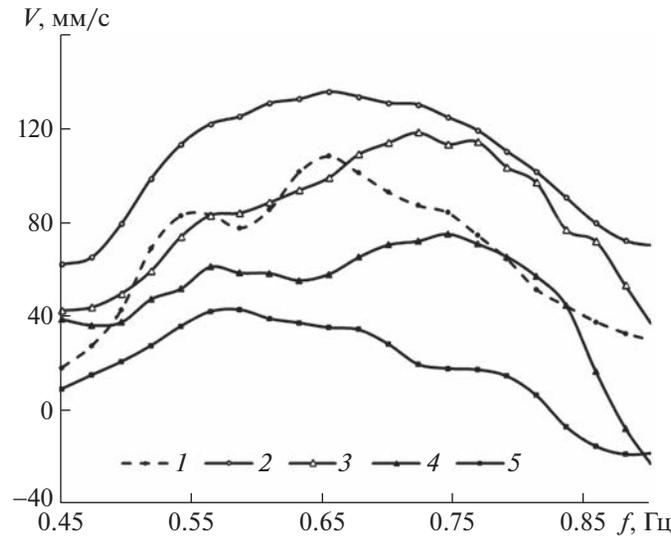


Рис. 5. Зависимость средней скорости движения судна против волн от их частоты при большой осадке судна для различных заглублений оси профиля: 1 – 0 мм, 2 – 50 мм, 3 – 105 мм, 4 – 150 мм, 5 – 220 мм.

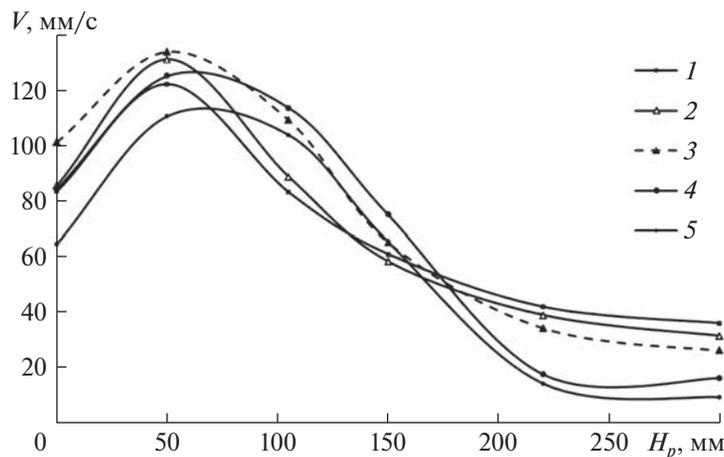


Рис. 6. Зависимость скорости движения судна против волн от заглубления оси профиля H_p : 1 – 0.56 Гц, 2 – 0.61 Гц, 3 – 0.69 Гц, 4 – 0.75 Гц, 5 – 0.91 Гц.

мального для работы ВД заглубления видно из показанных на рис. 6 зависимостей скорости движения судна от заглубления оси профиля H_p при фиксированных параметрах волн.

Интересно сравнить характеристики хода судна с параметрами качки. Для оценки качки проводились измерения вертикального перемещения луча лазера, установленного на верхней палубе судна на расстоянии 230 мм впереди среднего сечения судна. На рис. 7 приведены данные для среднего размаха вертикальных колебаний лазера A_s , для того же набора частот, что указаны на рис. 6. В этом эксперименте при погружении на глубину проточной части погружаются и связанные с ней крыльевой профиль и стабилизатор. В результате качка монотонно уменьшается с увеличением глубины погружения. В отличие от графиков скорости хода максимум качки наблюдается при нулевом заглублении оси профиля. Это можно объяснить тем, что при нулевом заглублении оси профиля стабилизатор, расположенный на 50 мм ниже оси профиля, находится в области интенсивного взаимодействия с волнами. Однако возбуждаемая при этом качка судна не приводит к увеличению тяги ВД, из-за невыгодного взаимодействия профиля с поверхностью воды.

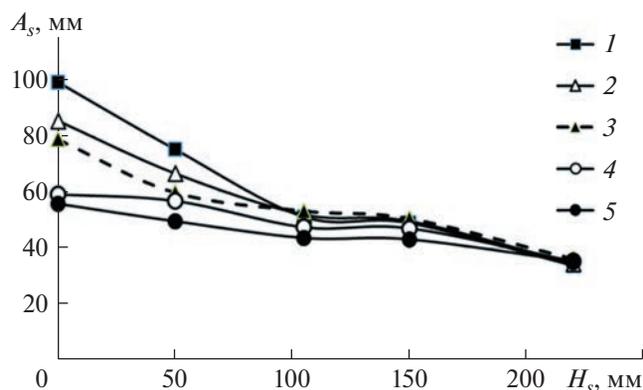


Рис. 7. Зависимость среднего размаха вертикальных колебаний лазера A_s от заглубления профиля для того же набора частот волн, что и на рис. 6.

При обосновании принципа работы подпружиненного крыльцевого ВД как правило рассматривают два предельных случая – подпружиненное крыло с неподвижной относительно физической системы координат осью в поле течения волны или профиль, совершающий машущие колебания, связанные с качкой судна, в неподвижной жидкости. Реально оба фактора действуют одновременно, причем особое значение в механизмах создания тяги может иметь фаза колебаний оси профиля по отношению к фазе волны. Считаем, что по размаху вертикальных колебаний луча лазера A_s можно характеризовать качку судна. Введем величину $V_p = A_s f$ (где f – частота волнопродуктора), которую можно считать характеристикой интенсивности работы машущего движителя на спокойной воде. На рис. 8 а показаны зависимости пронормированных по максимальной величине средней скорости движения судна против волн V и величины V_p от длины волны, отнесенной к длине судна. Кривые 1 и 2 относятся к движению модели СМПВ с осадкой 95 мм (т.е. с плавающими корпусами). Видно, что в рабочем для этого ВД диапазоне относительных длин волн λ/L_s от 1 до 2.5, зависимости (1 и 2) коррелируются. Кривые 3 и 4 на рис. 8 а отвечают аналогичным зависимостям, полученным в [6], с тем же волновым движителем с натяжением резиновых тяг – 1000 г, заглублением оси 250 мм, с кормовой пластиной длиной 160 мм и заглублением 100 мм для легкого плавающего катамарана. В [6] также наблюдалась корреляция между скоростью движения судна против волн и интенсивностью качки, на основании чего сделан вывод о том, что эффект движения в основном связан с качкой судна.

В случае СМПВ и корпусами, находящимися на глубине, качка в основном определяется взаимодействием с волнами крыльцевого ВД и стабилизатора. На рис. 8б приведены аналогичные приведенным выше данные для заглубленных корпусов СМПВ (осадка 780 мм, заглубление оси профиля ВД 50 мм). Зависимости 1 и 2 отличаются существенно – максимумы скорости судна и сопоставляемого машущего движителя сильно разнесены по длине волн. Добавим к этому следующие соображения: на рис. 9 представлены зависимости отношения скорости движения судна V к величине V_p от относительной длины волн для различных величин осадки судна. Заглубление оси профиля ВД и стабилизатора оставалось постоянным (50 и 100 мм соответственно), таким образом, если бы источником тяги были машущие движения профиля, то величина интенсивности работы такого движителя V_p и определяла бы скорость движения судна. Кривые 1–4 рис. 9 соответствуют осадке судна 95 (плавающие корпуса), 490, 660 и 780 мм. Отношение V/V_p значительно возрастает с увеличением осадки судна (порядка двух раз). Вряд ли это можно связать с увеличением эффективности работы ВД в режиме машущего движителя. Скорее всего, с уменьшением качки корпусов судна в механизме создания тяги крыльцевого ВД возрастает доля, связанная с непосредственным взаимодействием неравномерного поля течения жидкости с крыльцевым профилем.

4. ПРЯМОТОЧНЫЙ ВОЛНОВОЙ ДВИЖИТЕЛЬ

В волновом движителе с качающимся подпружиненным профилем тяга создается за счет подъемной силы крыла при его обтекании жидкостью. В прямоточном ВД работает другой механизм. В качестве ВД ранее [3] использовалась наклонная пластина, укрепленная между корпусов

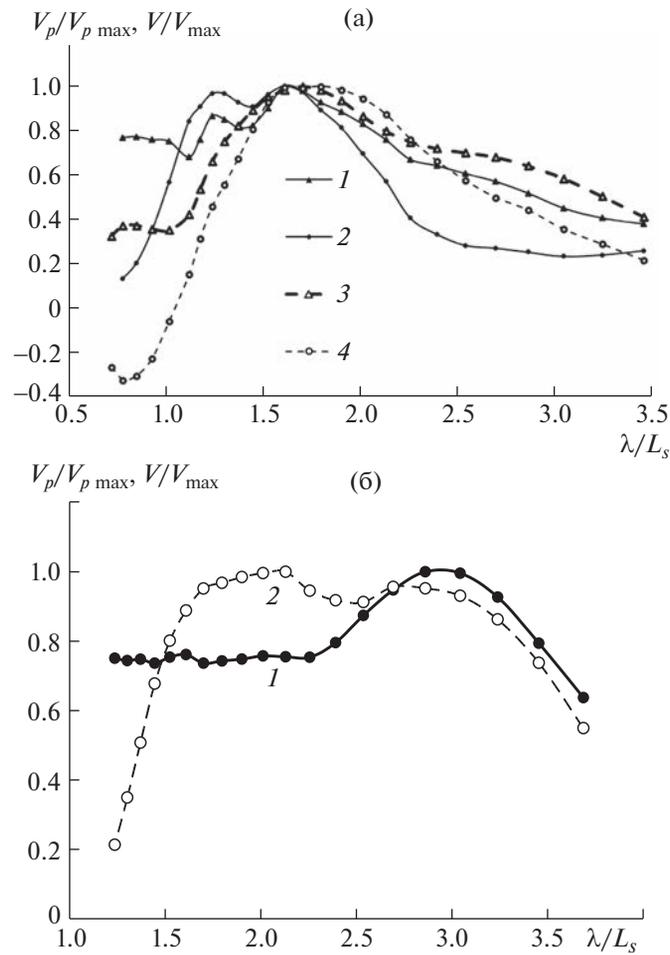


Рис. 8. Зависимости пронормированных по максимальному значению скорости судна V/V_{\max} и величины $V_p/V_{p\max}$ от относительной длины волн λ/L_s . а) кривые 1, 2 для СМПВ с осадкой 95 мм, 3, 4 для плавающего катамарана (см. [4]), б) кривые 1, 2 (качка, скорость) для СМПВ с осадкой 780 мм.

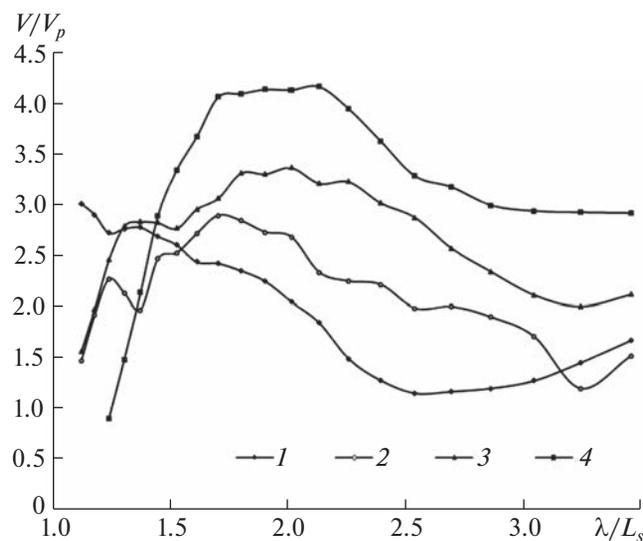


Рис. 9. Зависимость отношения V/V_p от относительной длины волн при 50 мм заглублении оси крыла и различных осадках судна: 1 – 95 мм, 2 – 490 мм, 3 – 660 мм, 4 – 780 мм.

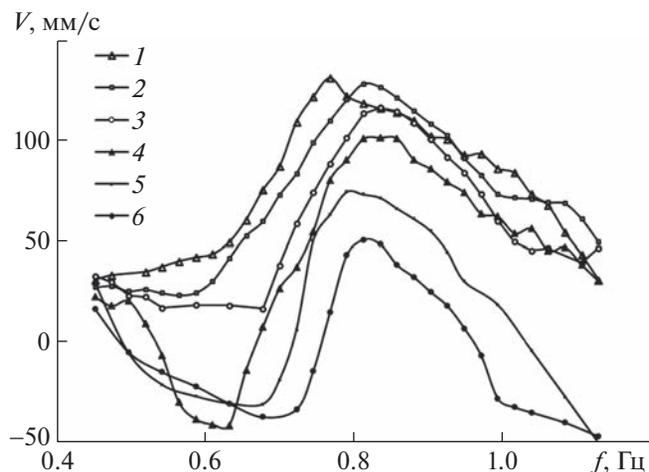


Рис. 10. Зависимости скорости движения СМПВ с прямоточным ВД против волн от частоты при различной осадке корпусов судна: 1–6 соответствуют осадке 770, 660, 500, 435, 305 и 170 мм. Заглубление стабилизатора 500 мм.

судна-катамарана. Опрокидывающиеся на пластине волны создают повышенный уровень жидкости за пластиной. В работе [4] расчетным путем показано, что в процессе взаимодействия волн с пластиной профили давления на передней и задней поверхности пластины близки к гидростатическим. Наибольшая сила тяги возникает в момент начала взаимодействия подошвы волны с передней поверхностью пластины (наибольшая разность уровней жидкости на передней и задней поверхностях пластины). Эффект усиливается наличием боковых пластин (в нашем случае эту роль играют пластины проточной части модели – рис. 2 а, б.). Проведенные ранее исследования [4] показали, что верхняя кромка пластины прямоточного ВД должна быть установлена примерно на уровне невозмущенной жидкости, наклон пластины от 20 до 45°, длина пластины должна обеспечивать надежное погружение нижней кромки в жидкость в момент взаимодействия с подошвой волны (в противном случае теряется весь эффект).

В случае СМПВ в качестве рабочего органа прямоточного ВД использовался тот же профиль НАСА 0015 с хордой 170 мм, жестко закрепленный в проточной части модели, с наклоном хорды к горизонту 30°. При этом точка, соответствующая оси вращения (в варианте машущего крыла), сместилась на 87 мм вниз относительно средней линии проточной части. Во всех экспериментах проточная часть устанавливалась таким образом, чтобы кромка крыла находилась на невозмущенной поверхности жидкости. Глубина погружения кормовой пластины-стабилизатора составляла 50 или 500 мм. На рис. 10 представлены зависимости скорости движения СМПВ против волн от частоты при различной осадке корпусов судна. Заглубление стабилизатора для всех случаев 500 мм. Видно, что эффективность ВД сильно зависит от осадки судна, причем, в отличие от крылевого ВД, эффективность растет с увеличением осадки.

Изменения амплитуды качки показали, что для прямоточного ВД в рабочей области движителя (частоты волн 0.7–1 Гц) качка слабо зависит от осадки. Так, размах качки для минимальной и максимальной исследованных в эксперименте значений осадки (170 и 770 мм) отличается всего на несколько процентов, в то время как скорость движения для тех же значений осадок судна различается примерно в 2.5 раза (на максимуме). Сравнительные исследования скорости судна для двух заглублений кормовой пластины – стабилизатора (50 и 500 мм) не показали большого различия, хотя в большинстве опытов увеличение заглубления стабилизатора уменьшает качку судна и несколько увеличивает скорость хода против волн.

На рис. 11 приведено сравнение скорости движения судна с характерной для СМПВ осадкой для крылевого ВД (заглубление оси профиля 50 мм, кривые 1, 2) и для прямоточного ВД (кривые 3, 4). Видно, что максимальные скорости для прямоточного ВД при больших осадках лишь немного уступают крылевому ВД. Однако максимумы скорости значительно сдвинуты в сторону более коротких волн. Два типа ВД как бы дополняют друг друга – причем технически из качающегося профиля сделать фиксированный несложно, но при такой модернизации значительно расширяется диапазон рабочих частот ВД.

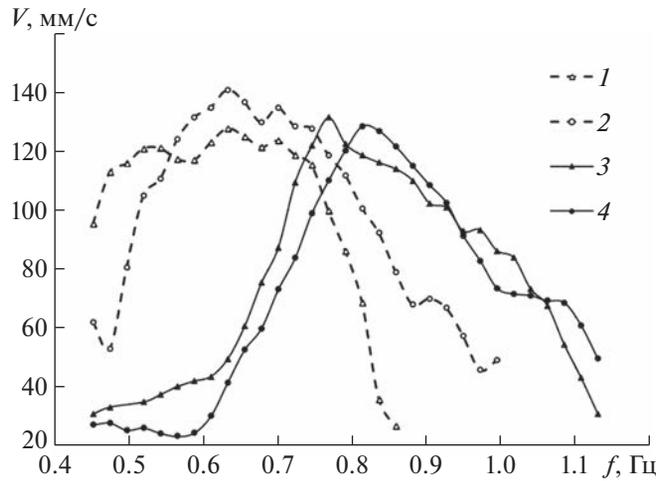


Рис. 11. Сравнение скорости движения СМПВ с большой осадкой: 1, 2 – для крыльевого ВД, заглубление оси профиля 50 мм, осадка 780 и 660 мм; 3, 4 – для прямоточного ВД, осадка 770 и 610 мм.

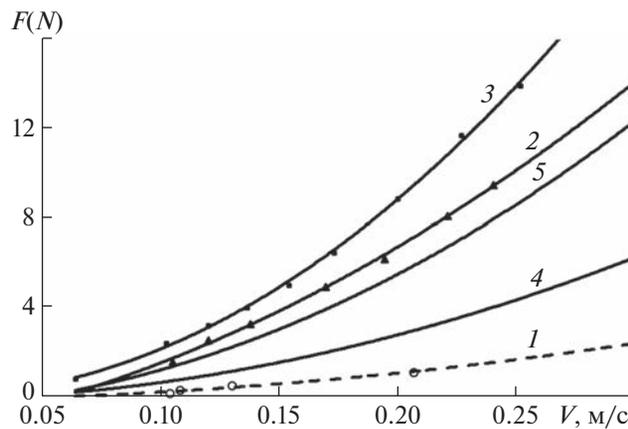


Рис. 12. Результаты буксировочных испытаний моделей СМПВ и катамарана длиной 1.7 м в канале, кривые – квадратичные аппроксимации и результаты пересчетов: 1 – катамаран длиной 1.7 м без ВД; 2, 3 – модель СМПВ с осадкой 0.205 и 0.755 м; 4, 5 – катамараны длиной 1.7 и 6 м с ВД.

5. ОЦЕНКА ТЯГИ ПРЯМОТОЧНОГО ВД

На гидроканале Института механики МГУ в одинаковых волновых условиях (ход клина волнопродуктора максимальный) для близких параметров прямоточных ВД, но для различных моделей судов, получена информация об эффективности работы движителя (см. [4, 6]). Но так как модели судов имели различное сопротивление, трудно провести сравнение эффективности работы ВД на этих судах.

Сравнительную оценку тяги ВД на различных моделях судов проведем на основании буксировочных испытаний моделей СМПВ и катамарана длиной 1.7 м [6] в канале с покоящейся водой. Дополнительным сопротивлением при взаимодействии моделей с волнами пренебрежем (считаем волны достаточно пологими). На рис. 12 кривая 1 (аппроксимация экспериментальных точек квадратичным полиномом) – зависимость силы сопротивления от скорости буксировки для катамарана длиной 1.7 м в отсутствие пластины прямоточного ВД. Кривые 2 и 3 для модели СМПВ с осадкой 0.755 и 0.205 м, соответственно, с закрепленным в проточной части крылом прямоточного ВД.

Из сравнения кривых 2 и 3 видно, что с увеличением осадки сопротивление заметно растет. Примем за эффективную силу тяги – силу сопротивления при равномерной буксировке со скоростью, соответствующей средней скорости движения судна против волн. На основании данных

рис. 10 – при осадке 0.77 м модель СМПВ развивала максимальную скорость 0.132 м/с при частоте волн 0.77 Гц, из данных рис. 12 следует, что сила сопротивления при буксировке с такой скоростью равна 3.75 Н. Максимальная скорость для осадки 0.305 м, равная 0.075 м/с, достигается при близкой к предыдущему случаю частоте волн 0.79 Гц, соответствующее сопротивление равно 0.56 Н, т.е. почти в 7 раз меньше, чем при осадке 0.77 м. Отсюда можно заключить, что эффективная тяга прямоточного движителя с увеличением осадки при одинаковых параметрах волн увеличилась также в 7 раз.

Для модели катамарана длиной 1.7 м сопротивление модели с наклонной пластиной будем считать равным сопротивлению катамарана без ВД (кривая 1, рис. 12) плюс сопротивление пластины длиной 200 мм, с наклоном 30° (кривая 4, рис. 12). При расчете сопротивления 6-ти метрового катамарана (длина 6000 мм, пластина – волнодвижитель длины 200 мм с наклоном 36° расположена в среднем сечении – см. [4]) приближенно будем считать, что сопротивление корпуса растет пропорционально длине корпусов судна, к нему прибавляется сопротивление пластины длиной 200 мм с наклоном 36° (кривая 5).

Оценим работу прямоточного ВД для этих трех различных моделей. Выше уже было получено, что для модели СМПВ при частоте 0.77 Гц (максимум скорости) эффективная тяга составляет 3.73 Н, для катамарана длиной 1.7 м при частоте волн 0.75 Гц достигалась скорость 0.154 м/с (см. [6]), это соответствует эффективной тяге (см. рис. 12) 1.92 Н. Для 6-ти метрового катамарана при близкой частоте 0.77 Гц скорость составляла 0.126 м/с (см. [4]), что соответствует эффективной тяге 2.07 Н. Максимум скорости (0.172 м/с) для 6 м катамарана достигается при частоте волн 0.65 Гц, которому соответствует эффективная тяга 4 Н.

Итак, наименьшая в этих оценках эффективная тяга прямоточного ВД получилась для 1.7 метрового катамарана, где фиксировалась и максимальная качка. На длинном катамаране и на модели СМПВ с большой осадкой корпусов, где качка значительно меньше, эффективная тяга прямоточного ВД значительно увеличилась (до 2 раз).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На волновом канале Института механики МГУ проведены две серии испытаний модели судна с малой площадью ватерлинии (СМПВ), оборудованного в первой серии волновым движителем типа машущее крыло с использованием подпружиненного жесткого крыльевого профиля НАСА 0015. Во второй серии тот же профиль, жестко закрепленный между корпусами судна, использовался в качестве рабочего элемента прямоточного ВД.

Наибольшая эффективность ВД типа качающегося крыла наблюдается для плавающих корпусов судна при наибольшей качке, для волн, длина которых порядка длины судна. При больших осадках судна (корпуса расположены ниже поверхности воды), характерных для СМПВ, этот ВД в значительной мере сохраняет работоспособность, при условии, что рабочий элемент ВД остается на оптимальной глубине вблизи от поверхности воды. При этом рабочий диапазон волн для погруженных корпусов увеличивается так, что для низких частот (длина волн превосходит длину судна более чем в 2 раза) эффективность движителя становится даже выше, чем для плавающих корпусов.

Испытания прямоточного ВД показали, что его эффективность, в отличие от крыльевого ВД, растет с увеличением осадки во всем исследованном диапазоне длин волн. При осадке, характерной для СМПВ, максимальные скорости для прямоточного ВД лишь немного уступают крыльевому ВД при той же осадке. Однако максимумы скорости для прямоточного ВД значительно сдвинуты в сторону более коротких волн.

На основании буксировочных испытаний моделей судна с малой площадью ватерлинии и катамарана в канале с покоящейся водой проведена оценка тяги прямоточного ВД для трех различных моделей. Оказалось, что на коротком – 1.7 метровом катамаране, где наблюдалась сильная килевая качка, тяга значительно (примерно в 2 раза) меньше, чем на катамаране длиной 6 м и на СМПВ с большой осадкой корпусов, где интенсивность качки значительно уменьшена.

Авторы выражают благодарность ведущим инженерам лаборатории № 105 Института механики МГУ А.Ю. Якимову и А.А. Пучкову, проводивших буксировочные испытания моделей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Прокофьев В.В., Филатов Е.В., Такмазян А.К., Якимов А.Ю. Сравнительные исследования эффективности судовых волновых движителей различных типов // Инженерный журнал: наука и инновации. 2018. № 3. С. 1–17.
2. Константинов Г.А., Якимов Ю.Л. Расчет тяги движителя судна, использующего энергию морских волн // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 3. С. 139–143.
3. Очеретяный С.А., Прокофьев В.В., Такмазян А.К., Филатов Е.В. Воздействие волн на погруженную в жидкость подвижную пластину: физический и численный эксперимент // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 4. С. 27–34.
4. Прокофьев В.В., Такмазян А.К., Филатов Е.В. Испытание и расчет движения модели судна с прямоточным волновым движителем // Изв. РАН. МЖГ. 2017. № 4. С. 24–38.
5. Глушко В.Н. Исследование влияния параметров морского волнения на величину тяги, создаваемой волновым движителем в виде колеблющегося крыла с упругой заделкой // Прикладная гидромеханика. 2009. Т. 11. С. 47–53.
6. Прокофьев В.В., Такмазян А.К., Филатов Е.В. // Результаты испытаний судна с различными волновыми движителями в гидроканале // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 6. С. 38–47.
7. Егоров Г.В. Проектирование и постройка коастеров и судов смешанного плавания. Одесса.: Издатель Николай Дубров. МИБ, 2008. 128 с.

УДК 532.5

ПЕРЕНОС ВЕЩЕСТВА ПАДАЮЩЕЙ КАПЛИ В ТОЛЩУ ЖИДКОСТИ В НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ПРОЦЕССА СЛИЯНИЯ

© 2023 г. А. Ю. Ильиных^{а,*}, Ю. Д. Чашечкин^{а,**}

^аИнститут проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

*E-mail:ilynykh@ipmnet.ru

**E-mail:chakin@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 27.05.2022 г.

После доработки 29.07.2022 г.

Принята к публикации 10.09.2022 г.

Методами высокоскоростной видеорегистрации впервые прослежена эволюция тонкой структуры картины распространения вещества свободно падающей капли под деформированной поверхностью первоначально покоящейся жидкости. Изучалось слияние капли воды с раствором роданида аммония, капли раствора поваренной соли, соды или чернил – с водой. В начальной стадии процесса слияния в ударном режиме с быстрым формированием каверны капля теряет сплошность. Впервые визуализированы короткие тонкие струйки, пронизывающие дно каверны. Подтвержден ранее зарегистрированный распад капли на тонкие волокна, образующие линейчатые и сетчатые структуры на поверхности каверны и венца. Постепенно струйки, содержащие вещество капли, сливаются и образуют охватывающий каверну промежуточный волокнистый слой с четкой внешней границей. По мере увеличения каверны промежуточный слой гомогенизируется и истончается. Далее, в процессе схлопывания каверны, в принимающей жидкости формируются новые группы волокон, которые пронизывают границу каверны под узлами сетки. В проведенных опытах волокнистый слой, охватывающий первичную каверну, наблюдался при вторжении жидкости большей плотности (капли раствора чернил, соды или поваренной соли) в менее плотную среду (воду), и жидкости меньшей плотности (капли воды) в более тяжелую (раствор роданида аммония). Толщина волокнистой оболочки первичной каверны увеличивается с ростом скорости капли.

Ключевые слова: капля, слияние, волокна первичного контакта, перенос вещества

DOI: 10.31857/S056852812260031X, **EDN:** AIAZGN

Изучение переноса вещества в течениях жидкостей и газов – одна из фундаментальных задач механики жидкостей, имеющая большое прикладное значение. Особый интерес представляют результаты исследований тонкой структуры течений, позволяющие не только идентифицировать вид процесса, но и определить его количественные характеристики в широком диапазоне условий.

Эксперименты с каплями позволяют изучать в компактных лабораторных установках свойства сложных явлений, в частности, вихревых течений, что было замечено еще в первых опытах в середине XIX века [1]. Последующие исследования эволюции картины течений [2], процессов формирования каскадов вихревых структур [3] оказали большое влияние на развитие многих разделов гидродинамики, биологии и физики в целом [4]. Эволюция вихревых течений – образование, движение, распад колец на каскад более мелких вихрей, в дальнейшем неоднократно изучалась в покоящейся жидкости [5], в составном вихре [6], в поле поверхностных гравитационно-капиллярных волн [7].

В силу научной содержательности и практической востребованности результатов, в последние годы особое внимание уделяется изучению течений, порождаемых свободно падающей каплей в покоящейся жидкости. В дополнение к медленным вихревым кольцам здесь были визуализированы последовательно вылетающие группы брызг, скорость которых заметно превышает скорость падающей капли [8], каверна, венец, всплеск [9, 10], семейства капиллярных волн и звуковые пакеты [11, 12].

Распространение микро- и нанотехнологий в фармацевтической, био- и нефтехимической промышленности активизировало изучение процессов переноса вещества на начальных этапах эволюции капельных течений. Развитие видео- и вычислительной техники, программ обработки данных позволило визуализировать тонкую структуру быстрых течений в окрестности контактной линии сливающихся жидкостей [13], полосчатые картины распределения вещества капли на стенках каверны и венца [14].

В численных расчетах распределение вещества капли по стенкам каверны предполагается однородным при любых скоростях капли [15]. Однако систематические исследования показали, что характер распространения вещества капли в покоящейся принимающей жидкости существенно зависит от скорости капли в момент первичного контакта.

Свободно падающая капля плавно втекает в жидкость, если число Рейнольдса $Re = UD/\nu$ меньше критического значения $Re_{cr} = 4300$ (D и U – диаметр и скорость капли, ν – кинематическая вязкость жидкости). В интрузивном режиме при $Re < Re_{cr}$ поверхность жидкости с остатком сливающейся капли длительное время остается выпуклой [16]. Далее, с задержкой в несколько миллисекунд, в центре течения начинает формироваться быстро растущая каверна, трансформирующая пятно окрашенной жидкости в погружающийся кольцевой вихрь.

При $Re > Re_{cr}$, в ударном режиме слияния, каверна начинает формироваться без задержки с момента первичного контакта капли. Капля теряет сплошность и растекается по стенкам углубляющейся каверны отдельными струйками, окрашенные следы которых – тонкие волокна – образуют полосчатые и сетчатые структуры [17].

В стадии прекращения роста размеров и последующем схлопывании каверны окрашенная жидкость перетекает вдоль волокон и скапливается в узлах сетки. Здесь жидкость капли продавливается сквозь стенку каверны и образует в принимающей жидкости вихревые колечки на коротких ножках. Тонкие течения у стенки каверны вытягивают вихорьки в тонкие петли в толще принимающей жидкости в следе за схлопывающейся первичной каверной [18]. Волокнистая структура картины распределения вещества капли в принимающей жидкости сохраняется в процессе дальнейшей перестройки картины течения вплоть до полного затухания возмущений [1, 2, 17].

Теоретическое описание капельных течений проводится в приближении “сплошной среды”. На практике используются различные модели на основе уравнений Эйлера или Навье–Стокса для однородной жидкости [15], а также полная система фундаментальных уравнений [19] с замыкающими уравнениями для потенциала Гиббса [20] и плотности [21]. В реальных жидкостях существуют различные надмолекулярные структуры физико-химической природы – ассоциаты, кластеры [22], клатраты, войды с изолированными атомами и др. [23], которые характеризуются собственными значениями термодинамических потенциалов. Наиболее отчетливо надмолекулярные образования выражены в подповерхностном слое, в котором анизотропия атомно-молекулярной структуры вещества проявляется в формировании дополнительной поверхностной энергии [20] и в еще более тонком поверхностном слое, в котором регистрируются большие пространственные вариации термодинамических и физических величин [24, 25].

Перестройка картины распределения внутренней энергии на малых масштабах, связанная с процессами образования и распада структур, сопровождается неравномерным освобождением или накоплением внутренней энергии и формированием больших градиентов потенциала Гиббса, плотности, давления, температуры – производных термодинамических потенциалов [20, 21], – проявляющихся в виде тонкой структуры среды, наблюдаемой при высокоразрешающей визуализации течений [3, 13, 17, 24, 25].

Процессы трансформации внутренней энергии в течениях импакта капли входят в число влияющих механизмов передачи энергии, которые включают крупномасштабный перенос со скоростью u или с волнами с групповой скоростью c_g , и микроскопический – медленный диссипативно-диффузионный, и быстрый перенос, обусловленный конверсией внутренней энергии, включающей доступную потенциальную поверхностную энергию, в другие формы [12, 17, 18].

В силу методических трудностей, тонкая волокнистая структура течений импакта капли вначале визуализировалась только на поздних стадиях медленно эволюционирующего течения – при образовании кольцевого вихря и его трансформации в многоярусный каскад [1, 5]. Применение высокоскоростных видеорегистраторов позволило проследить формирование петель и перестройку картины волокон в стадии роста и спадании всплеска [13]. В недавних работах во-

локна и наклонные петли визуализированы в жидкости под схлопывающейся каверной при слиянии химически нейтральных и реагирующих веществ [16].

Тонкая структура картины переноса вещества падающей капли в принимающую жидкость в начальной стадии слияния при формировании первичной каверны ранее не изучалась. Учитывая научную содержательность задачи, распространенность капельных технологий, представляет интерес детальное изучение картины переноса вещества свободно падающей капли в толщу принимающей жидкости в начальной стадии процесса слияния в режиме формирования всплеска при $Re > Re_{cr}$. В данной работе впервые визуализированы тонкие струйки вещества капли, проникающие в принимающую жидкость в процессе формирования каверны при первичном контакте жидкостей.

1. ПАРАМЕТРЫ КАПЕЛЬНЫХ ТЕЧЕНИЙ

В число определяющих параметров задачи входят плотности контактирующих сред – капли ρ_d , воздуха ρ_a и принимающей жидкости ρ_t (далее $\rho_{d,a,t}$); кинематическая $\nu_{d,a,t}$ и динамическая $\mu_{d,a,t}$ вязкости; полные σ_d^a , σ_t^a и нормированные на плотность жидкости коэффициенты поверхностного натяжения $\gamma_d^a = \sigma_d^a / \rho_d$, $\gamma_t^a = \sigma_t^a / \rho_t$, $\text{см}^3/\text{с}^2$; коэффициент диффузии окрашивающей каплю примеси в принимающей жидкости κ ; эквивалентный диаметр D , площадь поверхности S_d , объем V , масса M , высота свободного падения H и скорость капли U в момент первичного контакта; доступная потенциальная поверхностная энергия (ДППЭ) $E_\sigma = \sigma S_d$, кинетическая энергия $E_k = MU^2/2$, потенциальная энергия в гравитационном поле с ускорением свободного падения g [17].

Полная энергия капли $E_d = E_k + E_\sigma$ включает кинетическую энергию с дифференциалом $dE_k = 0.5\rho U^2 dV$, и ДППЭ, распределенную в приповерхностном шаровом слое толщиной порядка размера молекулярного кластера δ_σ и массой M_σ . Доля поверхностной энергии $E_{\gamma_k}^\sigma = E_\sigma / E_k$ в условиях данных опытов невелика и составляет около $E_{\gamma_k}^\sigma = 1 - 20\%$ кинетической энергии капли E_k . В то же время плотность поверхностной энергии $W_\sigma = E_\sigma / M_\sigma$ большая (M_σ – объем приповерхностного шарового слоя толщиной $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$ см). Отношение плотностей компонентов энергии составляет $W_{\gamma_k}^\sigma = E_\sigma M / E_k M_\sigma \sim 1000$. Время передачи кинетической энергии E_k и импульса $\mathbf{P}_k = M\mathbf{v}$ капли $\Delta t = D/U$, которое определяется ее диаметром D и контактной скоростью U , составляет несколько миллисекунд и на много порядков превышает время уничтожения свободной поверхности сливающихся жидкостей $\Delta\tau = \delta_\sigma / U \sim 10^{-8}$ с. Быстрые процессы преобразования ДППЭ в другие формы на кольцевой границе области слияния жидкостей играют определяющую роль в формировании тонкой структуры течений, генерации акустических и капиллярных волн [11–13].

Отношения физических величин определяют собственные временные и пространственные масштабы, задающие требования к методике измерений в части выбора размера области наблюдения течений, пространственного и временного разрешения инструментов. Традиционный набор безразмерных параметров задачи, характеризующих капельные течения [8, 14, 16], включает числа Рейнольдса $Re_d = UD/\nu_d$, Фруда $Fr_d = U^2/gD$, Вебера $We_d = U^2 D/\gamma_d$, Бонда $Bo = gD^2/\gamma_d^a$, Онезорге $Oh_d = \nu_d/\sqrt{\gamma_d^a D}$, Шмидта $Sc = \nu_t/\kappa_t^m$.

Различия физических свойств контактирующих сред характеризуются безразмерными отношениями, составленными по аналогии с числом Атвуда – относительной разностью плотностей –, коэффициентов поверхностного натяжения и динамических вязкостей

$$R_\rho = \frac{\rho_t - \rho_d}{\rho_t + \rho_d}, \quad R_\sigma = \frac{\sigma_t - \sigma_d}{\sigma_t + \sigma_d}, \quad R_\mu = \frac{\mu_t - \mu_d}{\mu_t + \mu_d}$$

Относительное влияние быстрых атомно-молекулярных процессов преобразования ДППЭ и передачи кинетической энергии капли характеризуют отношения компонентов энергии

$E_{r_k}^\sigma = E_\sigma/E_k$ и их плотностей $W_{r_k}^\sigma = E_\sigma M/E_k M_\sigma$. Обилие безразмерных параметров задачи отражает сложность пространственно-временной картины течений, эволюционирующей под действием нескольких одновременно протекающих процессов различного масштаба.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Опыты выполнены на стенде “Визуализации тонкоструктурных компонентов быстропротекающих процессов в жидкости (ТБП)”, входящем в комплекс Уникальных исследовательских установок “Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере” (УИУ “ГФК ИПМех РАН”), с бассейнами размерами $30 \times 30 \times 5 \text{ см}^3$, $10 \times 10 \times 7 \text{ см}^3$, которые заполнялись водопроводной водой или водными растворами других веществ [26]. Картина течения импакта капли, освещенная прожекторами ReyLab Xenos RH-1000, несколькими светодиодными источниками Optronis MultiLED, световодными осветителями Schott KL2500LCD, регистрировалась видеокамерой Optronis CR 300x2 или фотоаппаратом. Регистраторы запускались фотоприемником, отмечающим пролет капли. Число и расположение осветителей подбирались из условия четкости наблюдаемой тонкой структуры (методика приведена в [7, 14, 17]).

Одиночные капли воды (коэффициент преломления $n_w = 1.33$), водных растворов ализариновых чернил, пищевой соды (NaHCO_3 – гидрокарбонат натрия, $\rho_s = 1.041 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $\gamma_s^a = 62 \text{ см}^3 \text{ с}^{-2}$, $\nu_s = 0.012 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, $n_s = 1.34$) или поваренной соли (NaCl , $\rho_n = 1.197 \text{ см}^{-3}$, $\gamma_n^a = 75 \text{ см}^3 \text{ с}^{-2}$, $\nu_n = 0.009 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, $n_n = 1.517$) создавались с помощью дозатора на основе медицинской капельницы [10]. Капли падали в стеклянный бассейн, заполненный частично дегазированной водопроводной водой или водным раствором роданида аммония (NH_4SCN , $\rho_r = 1.043 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $\gamma_r^a = 50.8 \text{ см}^3 \text{ с}^{-2}$, $\nu_r = 0.009 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, $n_r = 1.36$). Различия коэффициентов преломления контактирующих сред обеспечивают возможность визуализации контактных границ и определения местоположения структурных компонентов прямым теневым методом [12]. Пары жидкостей подбирались для определения влияния инерциальных эффектов – зависимости структуры течения от знака числа R_p – относительной разности плотностей. В случае падения капли воды в раствор роданида аммония число $R_p > 0$. Когда капля жидкости большей плотности – раствора чернил, соды или поваренной соли, падает в воду, число $R_p < 0$.

Описания опытов, проведенных в диапазоне ударного образования каверны, венца и последующего всплеска – центральной кумулятивной струйки, приводятся в [14, 15, 17]. В ударном режиме из центра течения к линии контакта радиально подтекают тонкие быстрые струйки [13], следы которых образуют волокнистую или сетчатую структуру на поверхности каверны и венца [16]. Для краткости ниже не приводятся данные опытов по визуализации структуры течений в интрузивном режиме при $Re < Re_{cr} = 4300$, $We < 60$, $E_{r_k}^\sigma > 0.2$, $W_{r_k}^\sigma > 5.8 \times 10^3$, $U < 1 \text{ м/с}$, когда капля втекает в принимающую жидкость с сохранением выпуклости свободной поверхности и образует в толще принимающей жидкости компактный объем, а каверна появляется с некоторой задержкой [16].

3. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Касание свободно падающей капли поверхности принимающей жидкости (далее в описании $t = 0$) запускает последовательность физических, акустических и гидродинамических процессов [1, 5, 13, 16, 17]. В опытах на всех этапах эволюции наблюдается тонкая структура распределения вещества капли, визуализирующая вихревую природу течений. В данной работе визуализированы струйки, пронизывающие границу первичной каверны в начальной стадии процесса растекания капли. Для оценки влияния инерциальных эффектов прослежена эволюция структуры при различных отношениях плотностей контактирующих жидкостей.

3.1. Слияние капли воды с раствором роданида аммония

Выборка кадров из видеофильма картины течения, формирующегося при слиянии свободно падающей капли водопроводной воды с 20% раствором роданида аммония приведена на рис. 1

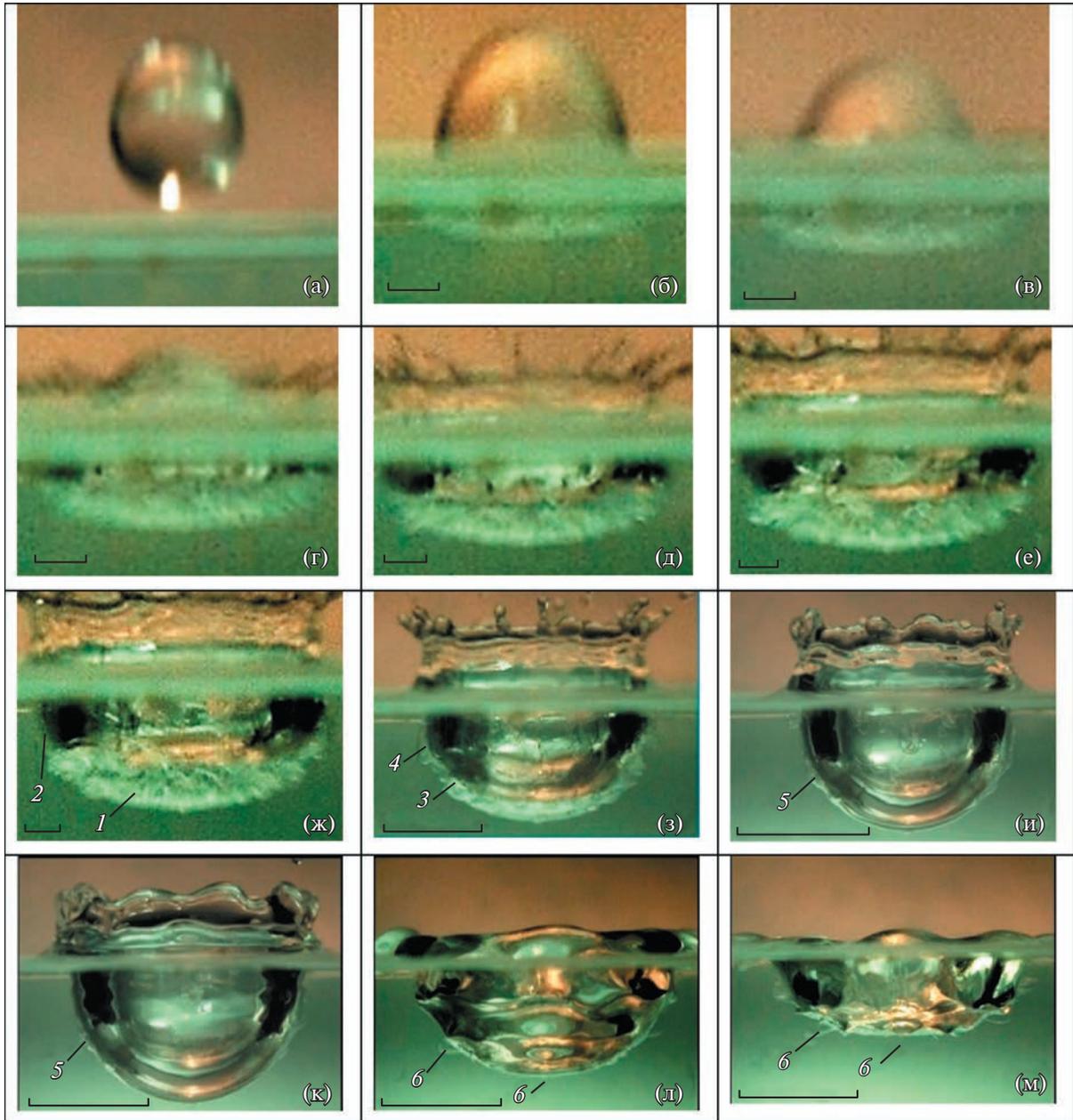


Рис. 1. Эволюция картины течения при слиянии свободно падающей капли воды с 20% раствором роданида аммония ($D = 4.2$ мм, $U = 3.1$ м/с, $Re_d = 13000$, $Fr_d = 234$, $We_d = 572$, $Bo = 2.45$, $Oh_d = 0.0018$, $R_p = 0.023$, $R_\sigma = -0.14$, $E\Gamma_k^\sigma = 0.02$, $W\Gamma_k^\sigma = 600$): а–м: $-t = -0.3, 0.25, 0.5, 0.75, 1.25, 1.75, 2.25, 4, 10, 20, 36, 41, 47, 53, 55, 65$ мс. Для визуализации тонких деталей масштаб перестраивается: длина маркера на кадрах (а–ж – 1 мм, (з) – 5 мм, (и–м) – 10 мм).

(для визуализации тонких деталей растущего течения, масштаб изображений перестраивается). Оторвавшаяся капля осциллирует, на рис. 1а большая ось вытянутой капли диаметром $D = 3.6$ мм и высотой $h = 4.7$ мм наклонена под углом $\theta = 4^\circ$ к вертикали. Нечеткость кромки капли также обусловлена ее смещением, которое за время экспозиции $\Delta T_e = 0.25$ мс составляет $\Delta h = U \Delta T_e = 0.75$ мм.

В начале растекания капли в принимающей жидкости формируется тонко структурированная полоска высотой $h_b = 0.63$ мм и диаметром $d_b = 4$ мм, сравнимым по ширине с диаметром капли

Таблица 1. Геометрия каверны и волокнистой оболочки

l , мм	t , мс	0.25	0.5	0.75	1.25
Диаметр каверны d_c		4.06	5.23	6.2	6.65
Глубина каверны h_c			0.45	1	1.54
Высота структуры h_i (h_b оболочки)		0.63	0.8 (0.57)	0.96 (0.38)	1.05 (0.37)
Радиус кривизны дна R_m		9.46	8.6	6.54	6.2

$D = 4.2$ мм, хотя успела погрузиться только ее вершина высотой $h_d = 0.6$ мм (рис. 1б). Условия регистрации не позволяют выделить отдельные элементы быстро эволюционирующей структуры, но сравнение многочисленных изображений картин первичного слияния в независимых опытах позволяет считать, что ее составляют отдельные волокна, состоящие из вещества капли (воды), разделенные прослойками принимающей жидкости (роданида аммония). Различия коэффициентов преломления сред в данной технике эксперимента (на просвет с боковой подсветкой) обеспечивают контрастность изображения, как и в прямом теневом методе [12].

В течение $\Delta t = 0.25$ мс верхняя кромка капли опускается на $\Delta h_d = 0.6$ мм (рис. 1в), при этом нижняя кромка полосчатой структуры успевает продвинуться на расстояние $\Delta h_m = 0.32$ мм (скорость продвижения границы $u_f = 1.3$ м/с). Появившиеся прозрачные неоднородности оптического изображения под основанием капли толщиной $h_c = 0.45$ мм здесь отображают растущую каверну. На следующем кадре (г) верхнюю часть погружающейся капли над поверхностью раздела окружает облако шипов с вылетающими брызгами. Под свободной поверхностью высвечивается каверна, нижняя часть которой окружена волокнистой оболочкой высотой $h_i = 0.96$ мм. Сравнение кадров *в* и *г* показывает, что в толщу жидкости продвигается вся группа возмущений, включающая и каверну, и волокнистую оболочку, высота которой монотонно растёт.

В данной фазе процесса слияния глубина каверны непрерывно увеличивается (скорость продвижения дна составляет $u_c \approx 1.2$ м/с). Длина волокон в центре картины составляет $l_f \sim 1$ мм и постепенно уменьшается по мере углубления каверны. Над свободной поверхностью картина течения жидкости традиционная. В толще жидкости (рис. 1д), где продолжается формирование каверны, идет реструктуризация прилегающего волокнистого слоя, который на приводимой фотографии выглядит как структурированная серая полоска высотой $h_b = 1.05$ мм, диаметром $d_b = 6.3$ мм, радиусом кривизны $R_m = 6.2$ мм. Высота каверны составляет 1.54 мм.

Геометрические параметры течения около растущей каверны приведены в табл. 1. Диаметр и глубина каверны со временем монотонно растут.

Радиус кривизны дна R_m прогрессивно убывает по мере трансформации формы каверны в сферическую. По мере развития каверны скорость перемещения волокон падает, их изображения становятся более четкими, особенно на боковых участках изображения. Волокнистая структура покрывает всю поверхность каверны при $t = 1.75$ мс (рис. 1е) вплоть до свободной поверхности, и наиболее четко выражена в секторе $\Delta\varphi = 68^\circ$ в центре течения.

С прекращением поступления нового вещества по окончании растекания капли удлинение волокон прекращается, структурированность течений становится более выраженной. В центральной части кадра (рис. 1ж) выражен волокнистый слой 1. Под дном каверны наблюдается утолщение волокон. В верхней части около стенки каверны волокна воды размываются. Вся каверна оказывается покрытой слоем жидкости промежуточной плотности 2 – результатом разбавления раствора роданида аммония просочившейся с волокнами водой.

Диффузионные процессы на малых масштабах (толщина волокон $\delta \sim 0.1$ мм) протекают достаточно быстро, и практически всю поверхность каверны покрывает промежуточный слой 3, отделенный резкой границей от базового раствора роданида аммония. Контуры регулярно расположенных неоднородностей с шагом до $\Delta h = 1.9$ мм у боковой стенки каверны 4 в промежуточном слое на рис. 1з аналогичны оголовкам вихревых структур, визуализированных в [17].

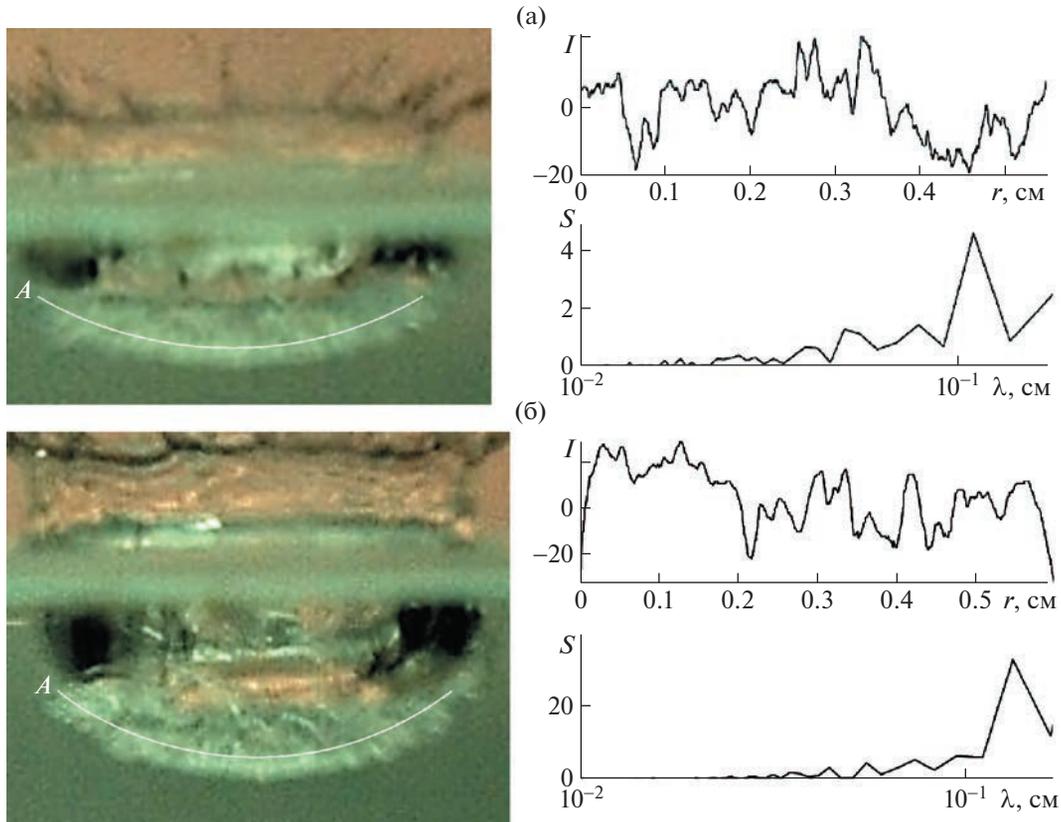


Рис. 2. Тонкая структура оболочки каверны при слиянии капли воды ($D = 4.2$ мм, $U = 3.1$ м/с) с 20% раствором роданида аммония: а, б – $t = 1.25$ и 2.25 мс (кадры д, ж на рис. 1). Фотометрирование проведено вдоль линии А: I – интенсивность света, S – пространственный спектр, r – расстояние вдоль линии, λ – масштаб микро-структуры.

Продолжающая рост каверна растягивает примыкающий слой промежуточной плотности, толщина которого прогрессивно уменьшается, причем наиболее быстро в центре дна каверны, где она не превышает $h_b = 0.35$ мм. Под свободной поверхностью образуется промежуточный слой S толщиной до $h_b = 0.7$ мм справа и $h_b = 0.67$ мм слева от каверны. Верхний край венца сгладился, по его поверхности бегут волны значительной амплитуды (рис. 1и).

На внутренней стороне стенки каверны вода распределена неравномерно и образует сетчатый рисунок. Струйки воды движутся по линиям сетки, собираются в ее узлах, частично просачиваются в принимающую жидкость и формируют мелкие вихорьки на коротких ножках, как и в [18]. В фазе максимального заглубления каверны (рис. 1к) толщина оболочки не превышает $h_b = 0.3$ мм, на боковых поверхностях ее толщина переменная (максимальное значение составляет $h_b = 1.22$ мм в областях просачивания воды, образующей вторгающийся вихорек S [17]).

Вихорьки, которые становятся более выраженным в стадии коллапса каверны (рис. 1л), постепенно вытягиваются приповерхностным течением и трансформируются в вытянутые петли б (рис. 1м). По мере схлопывания каверны число петель увеличивается, и к началу роста всплеска петли достигают максимальной длины.

Фотометрия увеличенного изображения волокнистой структуры у дна каверны на рис. 1д, 1ж и пространственные спектры полученных сигналов приведены на рис. 2. На графике представлена зависимость интенсивности света I от расстояния r вдоль центральной линии, эквидистантной основанию (светлая полоска) и пространственный спектр возмущений S как функция масштаба λ . В картине возмущений выделены масштабы $l = 0.5, 0.8$ и 1.1 мм при $t = 1.25$ мс и $l = 0.7, 0.9$ и 1.3 мм при $t = 2.25$ мс. Естественное утолщение волокон обусловлено действием процессов

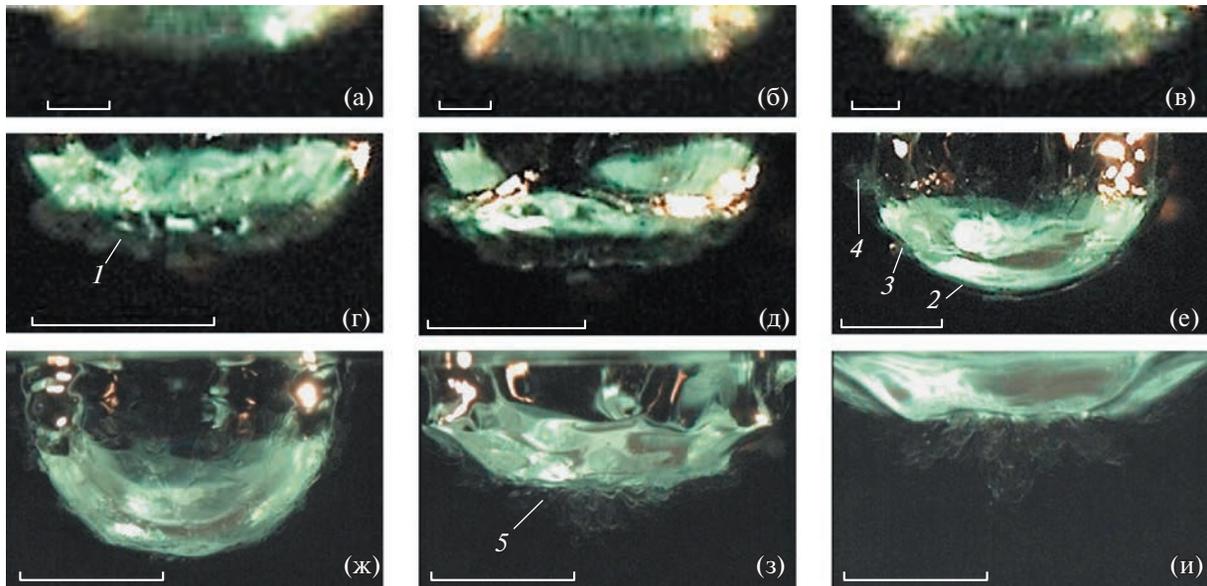


Рис. 3. Эволюция картины течения при слиянии капли рапы с водой ($D = 4.6$ мм, $U = 3.1$ м/с, $Re_d = 9700$, $Fr_d = 280$, $We_d = 920$, $Bo = 3.25$, $Oh_d = 0.0031$, Шмидта $Sc_t = \nu_t / \kappa_t^m = 701$, $R_p = -0.083$, $R_\sigma = -0.014$, $Ei_k^\sigma = 0.013$, $Wt_k^\sigma = 400$): а–и – $t = 0.5, 0.75, 1, 2, 3, 6.75, 23, 42, 52$ мс; длина маркера на кадрах а–в – 1 мм, г–е – 5 мм, ж–и – 10 мм.

диффузии в промежуточном слое, в котором волокна воды разделены оболочками из раствора роданида.

3.2. Слияние капли раствора поваренной соли с водой

Практический интерес представляет исследование процессов слияния и легкой жидкости с более тяжелой, и наоборот – более высокоплотной жидкости с более легкой. В опытах была использована рапа – насыщенный раствор поваренной соли в воде ($\rho_s = 1.18$ г · см⁻³, $\gamma_s^a = 63.6$ см³ с⁻², $\nu_s = 0.02$ см² с⁻¹). Коэффициент преломления водного раствора соли составляет $n_s = 1.49$. Большая разность коэффициентов преломления воды и солевого раствора позволяет провести визуализацию картины течения прямым теневым методом.

Общая волокнистая структура течения в толще принимающей жидкости сохраняется при слиянии капли большей плотности с принимающей жидкостью меньшей плотности. В данном эксперименте для регистрации оптически малоcontrastных элементов картины течения выбран метод “темного поля”. Выдержки из видеопленки эволюции течений при слиянии капли насыщенного раствора поваренной соли (рапы) с водой представлены на рис. 3. Здесь, как и в предыдущем опыте (рис. 1) стенку каверны пронизывают тонкие волокна раствора поваренной соли, формирующие область овальной формы высотой $h_b = 0.88$ мм в центре и шириной $d_b = 5.13$ мм (рис. 3а).

На изображении выделено волокнистое пятно из малоcontrastных элементов в центре течения и облако пятен на правом и левом краях. Толщина отдельных волокон оценивается в $\delta_f = 0.1–0.18$ мм. Размеры области постепенно увеличиваются, и при $t = 0.75$ мс (рис. 3б) глубина структуры достигает $h_t = 1.27$ мм. Следы наклонных волокон прослеживаются по всему сечению. Со временем контрастность отдельных оптических элементов падает (рис. 3в), однако нижнюю кромку волокнистой структуры удается выделить довольно четко (глубина $h_t = 1.88$ мм и ширина $d_b = 7.3$ мм). Темным пятнам в центре верхней части рисунка соответствует нижняя кромка каверны.

По мере углубления (рис. 3г) форма нижней части каверны приближается к сферической, радиус кривизны, составляющий при $t = 1$ мс $R_m = 6$ мм, здесь равен $R_m = 5.6$ мм. Высота волокни-

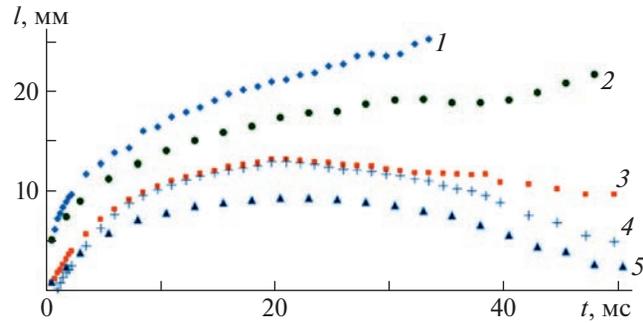


Рис. 4. Эволюция геометрии течений: 1, 2 – диаметры каверн капли рапы в воде и чистой воды в роданиде аммония; 3 – полная глубина возмущений при погружении капли рапы; 4, 5 – глубина каверны капли рапы в воде и капли воды в роданиде аммония (условия опытов на рис. 1, 3). Нулевой отметке на оси времени соответствует момент касания капель поверхности принимающей жидкости.

стого участка 1, составляющего при $t = 2$ мс $h_b = 1.45$ мм, далее начинает убывать и не превышает $h_b = 1.16$ мм при $t = 3$ мс (рис. 3д). При этом общая глубина каверны равна $h_c = 5.7$ мм, а диаметр $d_c = 11.7$ мм.

Четко очерченная каверна при $t = 6.75$ мс (рис. 3е) глубиной $h_c = 9.15$ мм и диаметром $d_c = 14$ мм оконтурена тонкой однородной оболочкой 2, как и на рис. 1, толщина которой не превышает 0.5 мм. Выступ на боковой стенке каверны 3 и растущий вихорек 4 постепенно трансформируются в наклонные петли [18].

Форма каверны, достигающей максимальной глубины $h_c = 12.9$ мм при $t = 23$ мс (рис. 3ж), близка к сферической, искаженной бегущими капиллярными волнами. Оболочка вокруг дна каверны разрывается на отдельные волокна толщиной до $\delta_f = 0.15$ мм, прилегающие к оболочке. В контуре коллапсирующей каверны выражены угловатые выступы, ребра и более гладкие впадины (рис. 3з). Под плоским дном каверны остаются системы тонких волокон 5, занимающие область шириной $\delta_s = 0.28$ мм.

Постепенно контур дна каверны (рис. 3и), под которой остается область высотой $h_b = 5.65$ мм, заполненная отдельными волокнами и наклонными петлями, как и в [18], сглаживается.

Изменение параметров геометрии структурных компонентов по мере эволюции течений приведено на рис. 4. Наибольшие размеры имеет каверна, формируемая растекающейся каплей раствора соли в воде (кривая 1). Гладкая часть кривой на участке $0 < t < 33.5$ мс достаточно точно аппроксимируется функцией $l(t) = 7.8 \times t^{1/3}$. Последующие вариации размеров вызваны прохождением трехмерных капиллярных волн по стенкам венца и каверны.

Меньшие размеры имеет геометрически подобная каверна $l(t) = 6.4 \times t^{1/3}$, $0 < t < 33$ мс, образующаяся при слиянии капли воды с раствором роданида (кривая 2). Зависимости полной глубины области возмущения, включающей волокна погружающейся жидкости, h_f и каверны в центре области h_c (кривые 3, 4), совпадают на начальном участке и аппроксимируются $h(t) = 4.2 \times t^{0.5} - 2$, $0 < t < 10$ мс, $[h] = \text{мм}$, $[t] = \text{мс}$.

Общая глубина области возмущения при погружении капли воды в раствор роданида аммония на участке $0 < t < 8$ мс, которая аппроксимируется кривой 5 $h(t) = 1.8 \times t^{2/3}$, меньше, чем у такой же капли раствора соли, что является следствием меньшей плотности чистой воды. Более высокий темп роста глубины каверны воды в роданиде аммония объясняется дополнительным вкладом ДППЭ, значение которой в последнем случае наибольшее.

Видеограммы картины слияния насыщенного раствора пищевой соды NaHCO_3 с водой, практически совпадающей с приведенными на рис. 3, для краткости не приводятся.

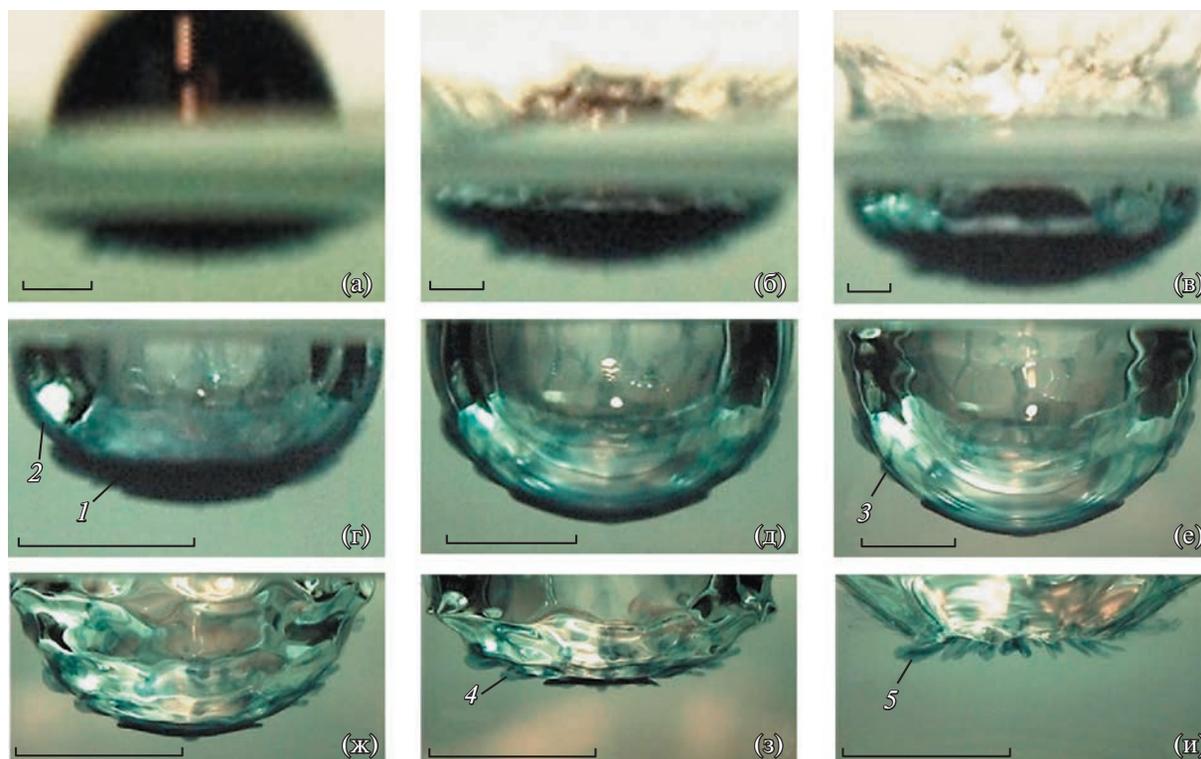


Рис. 5. Эволюция картины течения при слиянии капли раствора чернил с водой ($D = 4.3$ мм, $U = 3.1$ м/с, $Re_d = 13300$, $Fr_d = 228$, $We_d = 570$, $Bo = 2.5$, $Oh_d = 0.0018$, $E\Gamma_k^\sigma = 0.02$, $W\Gamma_k^\sigma = 600$): а–и – $t = 0.5, 1, 1.75, 3.5, 8, 20.5, 33, 38, 45.5$ мс; длина маркера на кадрах (а–в) – 1 мм, (г–е) – 5 мм, (ж–и) – 10 мм.

3.3. Слияние капли раствора чернил с водой

Общие элементы картин течений, представленных на рис. 1 и 3, сохраняются и в случае падения каплей воды, окрашенных чернилами, в воду, однако отдельные детали не визуализируются в силу непрозрачности вещества – рис. 5. Под сливающейся каплей в толще жидкости возникает выпуклый окрашенный круговой сектор (угол при вершине $\Delta\phi = 52^\circ$, высота 0.74 мм), горизонтальный размер которого $d_c = 5.06$ мм (оболочка каверны), превышает диаметр падающей капли $D = 4.3$ мм (рис. 5а). Нижний край области вторжения неровный, в нем прослеживаются отдельные выступы шириной 0.1 мм и более гладкие впадины 0.2 мм.

При 1 мс (рис. 5б) в картине течений появляется плоское дно каверны (глубина составляет $h_c = 0.8$ мм), к которому примыкает сектор (угол при вершине $\Delta\phi = 68^\circ$, высота $h_s = 1.44$ мм, диаметр $d_f = 6.7$ мм), заполненный окрашенными волокнами. В каверне при $t = 1$ мс прослеживаются отдельные ребра и темные пятна – следы струек, выносящих краску в шипы на кромке венца и в вылетающие с их вершин капельки.

По мере углубления дно каверны становится более четко выраженным, толщина волокнистого слоя продолжает увеличиваться, при этом его нижняя кромка сглаживается (рис. 5в). Длина волокон перестает расти после полного погружения капли, толщина окрашенного слоя l (рис. 5г) начинает уменьшаться, на нижней кромке прослеживаются только крупные неоднородности с шагом $\Delta l = 0.9$ и 1.5 мм. Отдельные тонкие волокна 2 визуализируются на стенке в верхней части каверны (рис. 5г).

Промежуточный окрашенный слой охватывает всю поверхность каверны при $t = 8$ мс (рис. 5д). В нем чернила распределены неравномерно, наибольшая часть сосредотачивается в нижнем секторе, над которым располагаются два кольца шириной $d_r = 10.3$ и 13 мм и высотой $h_r = 1.18$ и

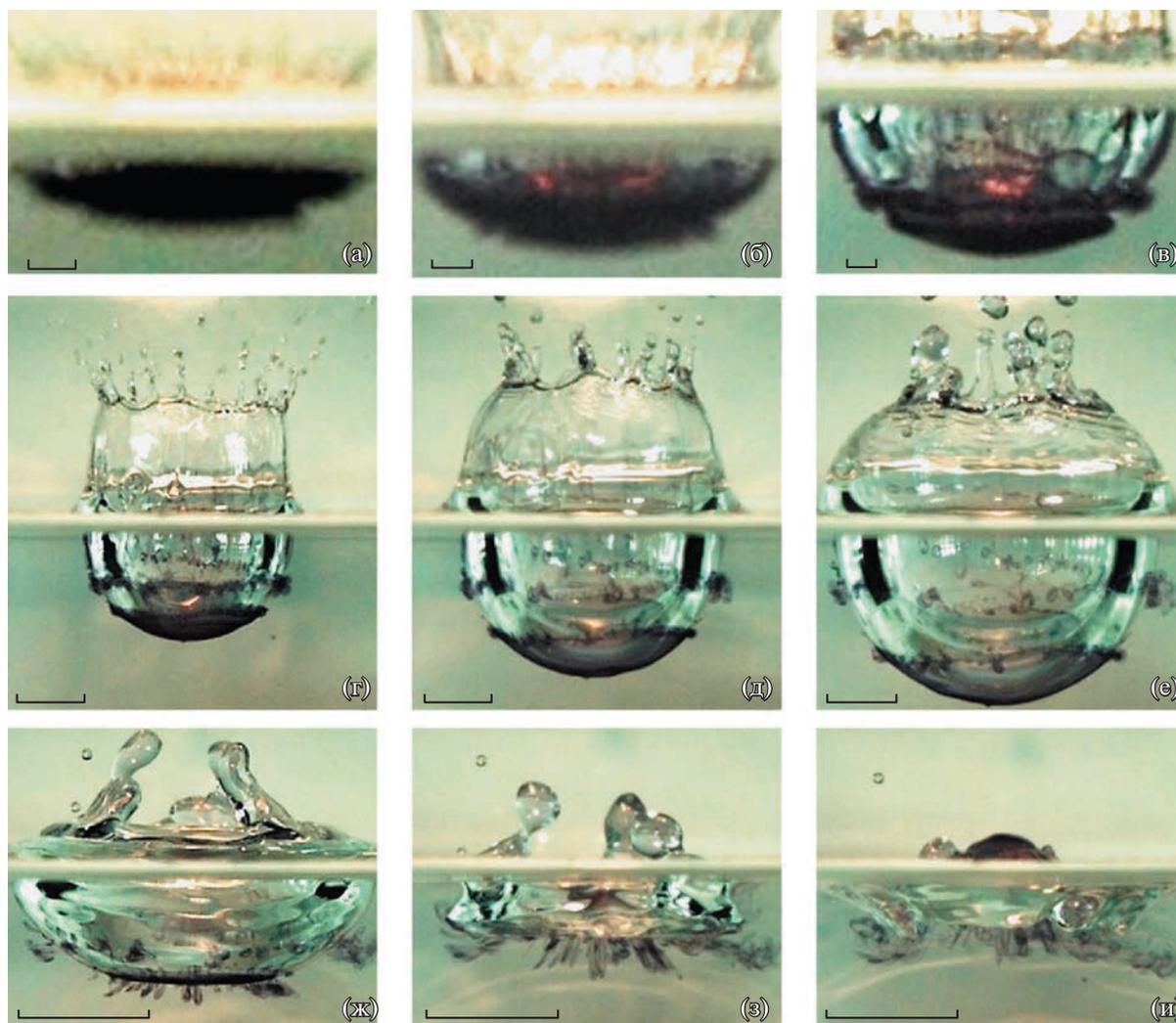


Рис. 6. Эволюция картины течения при слиянии капли раствора чернил с водой ($D = 4.3$ мм, $U = 5.2$ м/с, $Re_d = 22300$, $Fr_d = 640$, $We_d = 1600$, $Bo = 2.5$, $Oh_d = 0.0018$, $E_{rk}^{\sigma} = 0.007$, $W_{rk}^{\sigma} = 215$): кадры (а–и) – $t = 0.5, 1, 2.5, 5.25, 10.75, 23, 44, 54, 62$ мс, длина маркера на кадрах (а–в) составляет 1 мм, (г–е) – 5 мм, далее – 10 мм.

1.95 мм. При обработке данных измерялись глубина каверны и размер всей области подводного возмущения, включающий каверну и примыкающий волокнистый (промежуточный) слой.

В фазе максимального углубления каверны ($t = 20.5$ мс рис. 5е) окрашенный промежуточный слой истончается до $\delta_s = 0.33$ мм в центре и разбивается на отдельные кольцевые слои 3. Отдельные волокна прослеживаются внутри каверны.

Стенки каверны теряют гладкость при $t = 33$ мс (рис. 5ж), на них располагаются кольцевые возмущения высотой $h_r = 2.3$ мм, в центре которых находятся окрашенные полосы промежуточного слоя.

В стадии активного схлопывания каверны стенки покрываются волокнами и петлями 4 (рис. 5з), длина которых растет по мере уменьшения ее глубины. Со временем число и длина наклонных петель 5 растут.

Основные особенности структуры течения сохраняются при увеличении скорости контакта капли, когда ДППЭ не превышает 0.7% кинетической энергии капли. Здесь на ранней стадии эволюции быстро формируется волокнистая структура (рис. 6а), которая проталкивается вниз

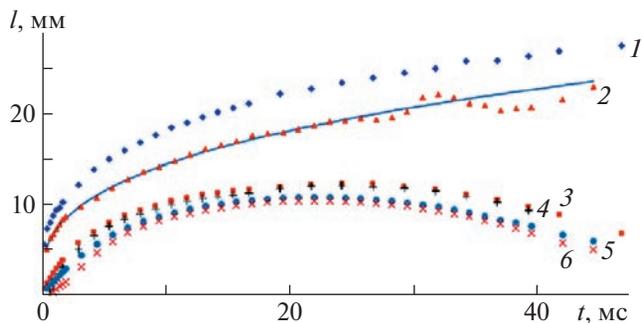


Рис. 7. Эволюция геометрии течений: кривая 1, 2 — диаметры каверн капли раствора чернил в воде при $U = 3.1$ и 5.2 м/с, 3, 4 — полный размер возмущения и глубина каверны ($U = 5.2$ м/с), 5, 6 — полный размер возмущения и глубина каверны ($U = 3.1$ м/с) (условия опытов приведены на рис. 5, 6). Нулевой отметке на оси времени соответствует момент касания капель поверхности принимающей жидкости.

растущей каверной (диаметром $d_c = 7.3$ мм и глубиной $h_c = 1.34$ мм, радиус кривизны дна $R_m = 7.7$ мм). Одновременно над свободной поверхностью образуется разлетающаяся пелена с системой шипов и последовательностями брызг на их вершинах.

Плоское основание — дно формирующейся каверны высотой $h_c = 1.46$ мм, стенки которой окрашены неравномерно (рис. 6б). Увеличение размеров каверны сопровождается стеканием окрашенной жидкости в нижнюю часть, где она собирается в угловом секторе $\Delta\varphi = 70^\circ$ диаметром $d_f = 7.5$ мм (рис. 6в). На боковых стенках толщина промежуточного окрашенного слоя достигает $\delta_s = 0.44$ мм. В картине распределения краски выражена циркулярная структура.

С дальнейшим погружением растет высота венца (рис. 6г). Выделена шапочка высотой $h_f = 2$ мм, покрывающая основание каверны, и окрашенный кольцевой слой на расстоянии 2.3 мм от нее, к которому примыкают ярко окрашенные вертикальные ребра. По мере эволюции течения окраска просветляется. Выраженными остаются только границы, которые теряют сплошность и распадаются на отдельные кольцевые вихри (рис. 6д).

В фазе максимального заглубления каверны (рис. 6е) краска из отдельных компактных областей выдавливается в принимающую жидкость в форме отдельных вихорьков на коротких ножках. С началом схлопывания каверны вихорьки вытягиваются в петли, следующие за уплощающимся дном каверны (рис. 6з). В фазе растущего всплеска окрашенная жидкость втягивается в приповерхностный слой и сосредотачивается на его вершине (рис. 6и).

Изменение размеров структурных компонентов по мере эволюции течений приведено на рис. 7. В экспериментах диаметры каверн увеличиваются со временем пропорционально кубическому корню, глубина каверны на начальном этапе растет быстрее, чем ширина. Все размеры растут с увеличением скорости контакта капли. Наибольшие размеры имеет каверна, формируемая растекающейся каплей раствора чернил при скорости контакта $U = 5.2$ м/с (кривая 1). Гладкая часть кривой на участке $0 < t < 45$ мс достаточно точно аппроксимируется функцией $l(t) = 8.9 \times t^{1/3}$. Последующие вариации размеров вызваны прохождением трехмерных капиллярных волн по стенкам венца и каверны.

Меньшие размеры $l(t) = 6.7 \times t^{1/3}$, $0 < t < 45$ мс имеет каверна, образующаяся при падении капли с контактной скоростью $U = 3.1$ м/с. Зависимости полной глубины области возмущения, включающей волокна погружающейся жидкости, h_f и каверны в центре области h_c (кривые 3, 4 для $U = 5.2$ м/с и кривые 5, 6 для $U = 3.1$ м/с) совпадают на начальном участке и аппроксимируются функциями $l(t) = 2.5 \times t^{2/3}$ и $l(t) = 2 \times t^{2/3}$ на участке $0 < t < 10$ мс.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Безразмерные параметры проведенных опытов, в которых регистрировались картины слияния с водой каплей различных жидкостей, представлены в табл. 2. В столбце I приведены условия

Таблица 2. Параметры экспериментов

	I		II		III	
	Iint	Ish	IIint	IIsh	IIIint	IIIsh
$U, \text{ м/с}$	0.34–1	1.4–5.2	0.34–1	1.4–5.2	0.34–1	1.4–5.2
R_p		–		–0.02		–0.083
R_σ				0.06		–0.014
Bo		2.5		2.8		3.1
Oh_d		0.0018		0.0023		0.0032
Re_d	1500–4300	6000–22000	1200–3700	5100–19000	900–2700	3700–14000
Fr_d	2.7–23.7	47–640	2.8–24.3	48–657	2.6–22.7	44–613
We_d	7–60	116–1600	8–67	132–1800	8–70	139–1900
Et_k^σ	0.2–1.75	0.0075–0.1	0.17–1.54	0.0066–0.09	0.18–1.47	0.0063–0.09
Wt_k^σ	$6 \times 10^3 - 5 \times 10^4$	$2 \times 10^2 - 30 \times 10^2$	$5 \times 10^3 - 4 \times 10^4$	$180 - 26 \times 10^2$	$5 \times 10^3 - 4 \times 10^4$	$180 - 26 \times 10^2$

опытов по растеканию капли раствора ализариновых чернил (разбавленного в отношении 1: 200, плотности жидкостей практически совпадают), в столбцах II и III – для капель насыщенных растворов соды и поваренной соли.

При малых скоростях капли наблюдается интрузивный режим слияния, в котором втекающая жидкость образует компактный объем в принимающей жидкости [16]. При больших скоростях падения, когда каверна начинает формироваться с момента первичного контакта, прямым теневым методом и по регистрации картины распределения окрашенной жидкости капли по поверхности каверны и венца впервые визуализированы тонкие струйки вещества капли, пронизывающие дно каверны и вторгающиеся в принимающую жидкость. Тонкие волокна образуют сплошную оболочку, покрывающую дно и стенки каверны – “мшаник”.

В колонках Iint, IIint, IIIint приведены значения параметров, при которых наблюдался интрузивный режим слияния, в колонках Ish, IIsh, IIIsh – ударный режим с образованием каверны, венца и всплеска. В опытах, проведенных с каплями одинакового диаметра значения чисел R_p , R_σ , Bo , Oh_d оставались неизменными во всех опытах с выбранными веществами.

Уменьшение скорости удлинения волокон по мере слияния капли сопровождается изменением структуры и выравниванием градиентов плотности в оболочке. По окончании слияния капли дно каверны покрывает промежуточный слой, содержащий вещество и капли, и принимающей жидкости, градиенты концентрации в котором выравнивают процессы молекулярной диффузии. Слой утончается по мере роста каверны.

Факт формирования прилегающего волокнистого слоя наблюдался во всех проведенных опытах и при вторжении более плотной жидкости в менее плотную: раствор чернил $R_p = -0.007$ или поваренной соли $R_p = -0.083$ в воду, и менее плотной – капель воды в раствор роданида аммония $R_p = 0.023$, что указывает на определяющую роль процессов высвобождения доступной потенциальной энергии и малое влияние инерциальных эффектов на процесс образования волокон, протыкающих оболочку каверны. По мере углубления каверны вещество капли перераспределяется по ее поверхности и образует сложную трехмерную структуру.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана методика высокоразрешающей визуализации тонкой структуры картины течения импакта капли на поверхности и в толще принимающей жидкости. Методами высокоскоростной видеорегистрации впервые прослежена эволюция тонкой структуры картины переноса вещества капли под деформированной поверхностью жидкости. В выполненных опытах капля воды свободно падала в раствор роданида аммония, а капли раствора поваренной соли, соды или чернил – в воду.

Во всех опытах на начальном этапе слияния капли с покоящейся принимающей жидкостью в ударном режиме стенки каверны пронизывают тонкие волокна, содержащие вещество капли. Волокна, разделенные оболочками принимающей жидкости, образуют промежуточный слой, покрывающий дно и стенки каверны. Длительность фазы существования волокнистой оболочки не превышает 10 мс в условиях проведенных опытов.

При умеренных скоростях капли в распределении краски по поверхности растущей каверны выражена пятнистая структура, при больших – кольцевая. Неоднородное распределение жидкости капли по дну каверны обеспечивает действие инерционного механизма формирования тонковолокнистых петель при схлопывании каверны, как показано в [18]. Управление процессом формирования и геометрией тонковолокнистых течений может быть использовано для повышения эффективности тонких химических, нефте- и биохимических технологий.

Эксперименты проведены на стендах УИУ “ГФК ИПМех РАН”. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 19-19-00598-П “Гидродинамика и энергетика капли и капельных струй: формирование, движение, распад, взаимодействие с контактной поверхностью”, <https://rscf.ru/project/19-19-00598/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rogers V.B.* On the formation of rotating rings by air and liquids under certain condition of discharge // *Am. J. Sci. Arts. Second Ser.* 1858. V. 26. P. 246–258.
2. *Worthington A.M.* On impact with a liquid surface // *Proc. R. Soc. London.* 1882. V. 34. Is. 2. P. 217–230.
3. *Thomson J.J., Newall H.F.* On the formation of vortex rings by drops falling into liquids, and some allied phenomena // *Proc. R. Soc. London.* 1885. V. 29. P. 417–436.
4. *Thompson D.W.* On Growth and Form. 1992. Dover reprint of 1942 / 2nd ed. (1st ed., 1917).
5. *Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д.* Перенос маркера в составном вихре // *Изв. РАН. МЖГ.* 2010. № 6. P. 12–29.
6. *Степанова Е.В., Чаплина Т.О., Трофимова М.В., Чашечкин Ю.Д.* Структурная устойчивость процесса переноса вещества из компактного пятна в составном вихре // *Изв. РАН. ФАО.* 2012. Т. 48. № 5. С. 578–590.
7. *Чашечкин Ю.Д.* Перенос вещества окрашенной капли в слое жидкости с бегущими плоскими гравитационно-капиллярными волнами // *Изв. РАН. ФАО.* 2022. Т. 58. № 2. С. 218–229.
8. *Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю.* Множественные выбросы брызг при ударе капли // *Доклады РАН.* 2020. Т. 494. С. 42–46.
9. *Michon G.J., Josseland C., Séon T.* Jet dynamics post drop impact on a deep pool // *Phys. Rev. Fluids.* 2017. V. 2 (2). P. 023601.
10. *Чашечкин Ю.Д.* Визуализация тонкой структуры возмущений поверхности жидкости течениями, вызванными упавшей каплей // *ПММ.* 2019. Т. 83. № 3. С. 403–412.
11. *Zhu G.-Z., Li Z.-H., Fu D.-Y.* Experiments on ring wave packet generated by water drop // *Chinese Sci. Bull.* 2008. V. 53. № 11. P. 1634–1638.
12. *Чашечкин Ю.Д.* Пакеты капиллярных и акустических волн импакта капли // *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естеств. науки.* 2021. № 1 (94). С. 73–92.
13. *Li E.Q., Thoraval M.-J., Marston J.O., Thoroddsen S.T.* Early azimuthal instability during drop impact // *J. Fluid Mech.* 2018. V. 848. P. 821–835.
14. *Ильиных А.Ю., Чашечкин Ю.Д.* Тонкая структура картины растекания свободно падающей капли в покоящейся жидкости // *Изв. РАН. МЖГ.* 2021. № 4. С. 3–8.
15. *Berberović E., van Hinsberg N.P., Jakirlić S., Roisman I.V., Tropea C.* Drop impact onto a liquid layer of finite thickness: Dynamics of the cavity evolution // *Phys. Rev. E.* 2009. V. 79, 036306.
16. *Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю.* Задержка формирования каверны в интрузивном режиме слияния свободно падающей капли с принимающей жидкостью // *Докл. РАН.* 2021. Т. 496. С. 34–39.

17. Чашечкин Ю.Д. Эволюция тонкоструктурного распределения вещества свободно падающей капли в смешивающихся жидкостях // Изв. РАН. ФАО. 2019. Т. 55. № 3. С. 67–77.
18. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Формирование системы наклонных петель в течениях импакта капли // Докл. РАН. 2021. Т. 499. С. 39–48.
19. Chashechkin Y.D. Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // Axioms. 2021. V. 10. Iss. 4. 286.
20. Гиббс Дж. В. О равновесии гетерогенных веществ. Термодинамические работы. М.–Л.: ГИТТЛ, 1950.
21. Feistel R. Thermodynamic properties of seawater, ice and humid air: TEOS-10, before and beyond // Ocean. Sci. 2018. V.14. P. 471–502.
22. Эйзенберг Д., Кауцман В. Структура и свойства воды. Л.-д: ГИМИЗ, 1975. 280 с.
23. Маленков Г.Г. Структура и динамика жидкой воды // ЖСХ. 2006. Т. 47, Приложение. С. S5–S35.
24. Teschke O., de Souza E.F. Water molecule clusters measured at water/air interfaces using atomic force microscopy // Phys. Chem. Chem. Phys. 2005. V. 7 (22). P. 3856–3865.
25. Бункин Н.Ф., Индукаев К.В., Игнатьев П.С. Спонтанная самоорганизация газовых микропузырей в жидкости // ЖЭТФ. 2007. Т. 131 (3). С. 539–555.
26. УИУ “ГФК ИПМех РАН”: <http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip>.

УДК 532.5: 536.25: 541.18

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОФОРЕЗА ЧАСТИЦ НА КОНВЕКЦИЮ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В УЗКИХ КАНАЛАХ ПРИ ПОДОГРЕВЕ СНИЗУ

© 2023 г. А. Ф. Глухов^{а,*}, А. С. Сидоров^а

^аПермский государственный национальный исследовательский университет Пермь, Россия

*e-mail: glua@mail.ru

Поступила в редакцию 22.06.2022 г.

После доработки 27.09.2022 г.

Принята к публикации 11.10.2022 г.

Анализируется влияние положительной термодиффузии коллоидных частиц при конвекции магнитных жидкостей в связанных вертикальных каналах квадратного сечения 3.2×3.2 мм² высотой 50 мм при подогреве снизу. Ниже критического числа Рэлея в покоящейся жидкости термофорез частиц по вертикали генерирует неустойчивую стратификацию плотности, что приводит к быстрому (~1 мин) всплескам концентрационной конвекции, возникающим периодически (~4 ч). Выше критического числа Рэлея при развитой конвекции термофорез частиц по горизонтали генерирует концентрационные неоднородности вблизи стенок каналов и провоцирует неустойчивость конвективного течения, приводящую к периодической (~1 ч) смене направления конвективного потока. Обсуждается причина наблюдаемой в опытах колебательной неустойчивости механического равновесия при положительном знаке коэффициента *Sore*.

Ключевые слова: магнитная жидкость, тепловая конвекция, термофорез, коэффициент *Sore*

DOI: 10.31857/S0568528122600412, **EDN:** AICJBC

Эксперименты по изучению конвекции магнитных жидкостей (МЖ) в узких вертикальных связанных каналах при подогреве снизу обнаружили эффекты, для объяснения которых необходимо учитывать перераспределение коллоидных частиц относительно жидкой основы за счет седиментации и термодиффузии. Анализ экспериментов [1] показал, что положительная термодиффузия частиц играет ключевую роль в периодической смене направления конвективного потока. Коэффициент *Sore*, оцененный обработкой экспериментальных термограмм, совпал по порядку величины и знаку с прямыми измерениями других авторов [2]. Теоретически влияние седиментации и термодиффузии частиц на конвекцию коллоида в полостях другой формы изучали и другие исследователи [3, 4]. Наиболее близка нашей работе статья [5], где рассматривалась задача о конвекции коллоида в узкой вертикальной ячейке Хеле-Шоу. Авторы изучают конвекцию коллоида на фоне вертикального установившегося распределения концентрации частиц, возникающего в ячейке под влиянием термодиффузии и седиментации. Мы в своем анализе, напротив, рассматриваем конвекцию в каналах на фоне изначально однородной концентрации частиц. При размерах наших каналов время установления распределения Больцмана, например, чрезвычайно большое, оно значительно больше периода тех процессов, которые мы изучаем и даже существенно больше самых длинных многосуточных экспериментов.

В настоящей работе описаны периодические кратковременные конвективные всплески, возникающие на фоне механического равновесия в подкритической области под влиянием положительной термодиффузии частиц по вертикали в подогреваемых снизу каналах. Предложен и оценен механизм, объясняющий это явление.

Дано объяснение наблюдаемой в экспериментах колебательной неустойчивости МЖ в каналах при положительном коэффициенте термодиффузии.

Описан новый подход для объяснения периодической смены направления конвекции, основанный на анализе неустойчивости течения под влиянием термофореза частиц по горизонтали на фоне развитой конвекции. Измеряя декремент температуры теряющего устойчивость тече-

ния, в эксперименте удалось определить (оценить) положительный коэффициент So для наших образцов магнитной жидкости.

1. КОНВЕКТИВНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ РАВНОВЕСИЯ

В экспериментах использовалась установка в виде двух вертикальных параллельных каналов квадратного сечения размером $2d = 3.2$ мм и высотой $h = 50$ мм. Каналы вырезаны вдоль латунной пластины $70 \times 6.2 \times 21$ мм³, расстояние по горизонтали между центрами каналов 6 мм. Каналы сверху и внизу соединялись друг с другом перемычками того же профиля, т.е. образовывался замкнутый гидравлический контур. Вертикальный градиент температуры создавался при помощи электрического нагревателя внизу и обдуваемого радиатора в верхней части пластины. Терморегулятор “Термодат 16ЕЗ” измерял дифференциальной медь-константановой термопарой заданную вертикальную разность температур ΔT и поддерживал ее с точностью ± 0.2 К. На стенках каналов и в жидкости, находящейся в равновесии, возникало линейное по высоте распределение температуры с градиентом $A = \Delta T/h$. При достижении критических условий подогрева возникало конвективное течение: в одном канале восходящий теплый поток с температурой в центре, равной θ , а в другом — нисходящее холодное течение с температурой в центре, равной $-\theta$, здесь θ — отклонение температуры по горизонтали на оси канала от температуры стенки.

Интенсивность течения определяется разностью температур 2θ между центрами каналов, которая измерялась при помощи медь-константановой термопары из проводов диаметром 0.1 мм. Спаи дифференциальной термопары были установлены на высоте $h/2$ на осях каналов, а ее сигнал измерялся цифровым прибором “Термодат 29БМ1” с разрешением 0.01°C. Приборы подключались к USB порту компьютера, показания термопарных датчиков снимались программой TermodatNet и сохранялись в виде термограмм.

Эксперименты проводились с магнетитовыми магнитными жидкостями, стабилизированными олеиновой кислотой. В качестве жидкой основы использовался либо керосин, либо ундекан. Приведем параметры одного из образцов МЖ, применявшихся в экспериментах. Плотность жидкости $\rho = \rho_u + C(\rho_m - \rho_u)$ связана с объемной концентрацией частиц C , плотностью ундекана $\rho_u = 0.74$ г/см³ и магнетита $\rho_m = 5.2$ г/см³. Коэффициент плотности определялся как

$$\beta_c = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dC} = \frac{(\rho_m - \rho_u)}{\rho} = 3.1$$

Числовое значение β_c получено для МЖ на основе ундекана $\rho = 1.46$ г/см³ и $C_0 = 0.16$. Другие свойства этого образца: радиус частиц $r = 6$ нм, теплопроводность жидкости 0.25 Вт · м⁻¹ · К⁻¹, температурный коэффициент плотности $\beta_t = 1.0 \times 10^{-3}$ К⁻¹, температуропроводность $\chi = 1.1 \times 10^{-7}$ м² · с⁻¹, вязкость $\nu = 5.8 \times 10^{-6}$ м² · с⁻¹. Частица покрыта защитной оболочкой толщиной 2 нм и плотностью $\rho_z = 0.9$ г/см³. Скорость седиментации частиц с учетом защитной оболочки найдена по формуле Стокса $v_s = 3.2 \times 10^{-11}$ м/с, а коэффициент диффузии при вязкости $\eta = 0.0085$ Па · с оценен формулой Эйнштейна $D = 3.2 \times 10^{-12}$ м² · с⁻¹.

Приведем также безразмерные параметры образца МЖ для использования в численных расчетах термодиффузионный параметр $\varepsilon = S_t C_0 (1 - C_0) \beta_c / \beta_t = 83$, где $S_t = 0.2$ К⁻¹ — коэффициент So , числа Шмидта $S = \nu/D = 1.8 \times 10^6$ и Прандтля $P = \nu/\chi = 53$.

Чтобы понять поведение такой сложной среды, как магнитная жидкость, полезно рассмотреть ее конвективную устойчивость в однородном по концентрации состоянии при $C = C_0$. Рассмотрим конвективную неустойчивость равновесия однородной жидкости в каналах, взяв за основу уравнения и исследования [6]. Сечение каналов показано на фрагменте 1 рис. 1. Каналы бесконечно длинные, подогреваются снизу и в равновесии задан вертикальный линейный профиль $T_0 = -A \cdot z + \text{const}$, здесь A — градиент температуры. Возмущения температуры T и скорости v для однородной жидкости являются монотонными $\sim \exp(-\lambda t)$ и справедливо условие замкнутости потока $v_1 = -v_2$, т.е. жидкость поднимается в одном канале и опускается в другом. Линейные уравнения для безразмерных амплитуд возмущений равновесия таковы:

$$\begin{aligned} \Delta V + Ra \cdot T &= 0 \\ \Delta T + V &= 0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

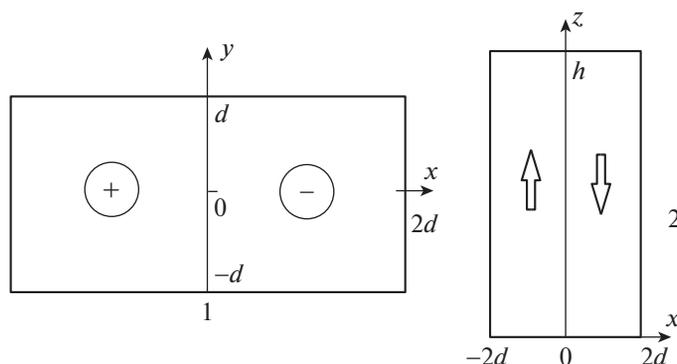


Рис. 1. Связанные каналы квадратного сечения: 1 – горизонтальное сечение каналов, (+) – течение вверх, (–) – течение вниз; 2 – вертикальный срез каналов конечной высоты.

Символом Δ обозначен плоский лапласиан в сечении каналов. Число Рэлея определено через параметры жидкости следующим образом:

$$Ra = \frac{g\beta_t}{\nu\chi} Ad^4 \quad (1.2)$$

в качестве единиц выбраны: размер – d ; время – d^2/ν ; скорость – d/ν и температура Ad . Граничные условия $V = T = 0$, при $x = \pm 2$ и $y = \pm 1$, т.е. стенки каналов высокотеплопроводные, что для обсуждаемых экспериментов с каналами, вырезанными в латуни, выполняется очень хорошо.

Решение уравнений (1.1) имеет вид гармонических профилей скорости и температуры в сечении каналов. Наиболее опасные возмущения для устойчивости равновесия таковы

$$V(x, y) = V_0 \sin\left(\frac{\pi x}{2}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{2}\right), \quad T(x, y) = \Theta \sin\left(\frac{\pi x}{2}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{2}\right) \quad (1.3)$$

Подставляя (1.3) в (1.1), получаем критическое число Рэлея – порог конвекции

$$Ra_0 = \frac{g\beta_t}{\nu\chi} \frac{\Delta T_0}{h} d^4 = \frac{\pi^4}{4} = 24.35 \quad (1.4)$$

Течения с более сложным профилем скорости и температуры не рассматриваются, т.к. соответствующие критические числа Рэлея на порядки превышают Ra_0 .

Так называемый конвективный параметр для описанного выше образца магнитной жидкости на основе ундекана с концентрацией $C_0 = 0.16$ равен $g\beta_t \nu^{-1} \chi^{-1} = 1.5 \times 10^{10} \text{ K}^{-1} \cdot \text{м}^{-3}$, критическая разность температур измерена в опытах и равна $\Delta T_0 = 9.0 \text{ K}$, что соответствует критическому числу Рэлея в эксперименте $Ra_e = 18$. Другие образцы с другой концентрацией частиц давали в эксперименте приблизительно такое же критическое число Рэлея.

Монотонное возбуждение конвекции МЖ в экспериментах можно было наблюдать только после весьма тщательного перемешивания жидкости. Обычно в опытах наблюдалась колебательная неустойчивость равновесия. Это означает, что к моменту начала эксперимента в каналах имеется начальная устойчивая стратификация плотности.

Наличие коллоидных частиц в МЖ качественно меняет картину устойчивости механического равновесия и картину конвективных течений. В частности, конвективное течение МЖ наблюдалось даже в области ниже критического числа Рэлея (1.4), где однокомпонентная жидкость должна находиться в состоянии механического равновесия.

2. ПОДКРИТИЧЕСКИЕ КОНВЕКТИВНЫЕ ВСПЛЕСКИ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ ПО ВЫСОТЕ КАНАЛОВ

На рис. 2 показана термограмма $2\theta(t)$, полученная в подкритической области при $\Delta T = 7.0 \text{ K}$ в экспериментах с магнитной жидкостью $C_0 = 0.12$ на основе керосина. В этом образце скорость седиментации частиц $v_s = 4.1 \times 10^{-11} \text{ м/с}$, коэффициент диффузии $D = 4.2 \times 10^{-12} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, число

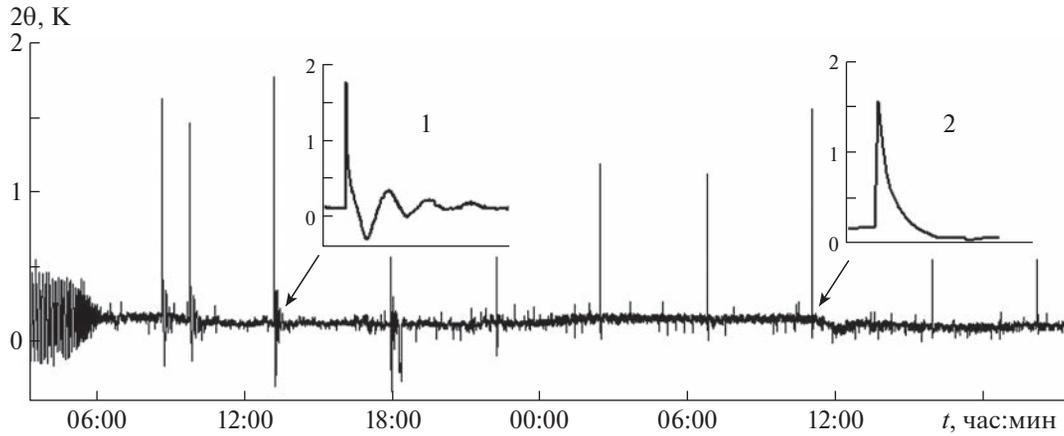


Рис. 2. Периодические всплески концентрационной конвекции ниже порога тепловой конвекции ($Ra < Ra_0$) в магнитной жидкости $C_0 = 0.12$; на фрагментах всплески крупно, 1 – интервал 25 мин, 2 – интервал 5 – мин.

Прандтля $P = 42$, число Шмидта $S = 9 \times 10^5$ и конвективный параметр $g\beta_r v^{-1} \chi^{-1} = 2.3 \times 10^{10} \text{ K}^{-1} \cdot \text{M}^{-3}$. Критическая разность температур у этого образца $\Delta T_o = 7.7 \text{ K}$. На термограмме видно, что конвекция прекратилась через затухающие колебания, так, что после 06:00 жидкость находится ниже порога конвекции в состоянии механического равновесия, но под влиянием вертикального температурного градиента, направленного вниз. На графике видно, как периодически самопроизвольно и кратковременно равновесие нарушается и вспыхивает конвективное течение. Такие кратковременные всплески конвекции наблюдались более суток, а их период был стабильным и равным $\tau = (2.7 \pm 0.1) \times 10^2 \text{ мин}$.

Для объяснения наблюдаемого явления рассмотрим распределение коллоидных частиц по высоте каналов, возникающее благодаря седиментации и термодиффузии. В условиях отсутствия конвекции в вертикальных каналах коллоидные частицы движутся под действием силы тяжести, силы Архимеда и силы Сорэ, которую можно формально ввести как причину термофореза частиц $\mathbf{F}_s = -6\pi\eta r S_r DA$.

Скорость частицы устанавливается в результате баланса этих сил и силы трения Стокса и складывается из термодиффузионного дрейфа v_t и скорости седиментации v_s :

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_t + \mathbf{v}_s = -S_r DA + \frac{2r^2(\rho_m - \rho_u)\mathbf{g}}{9\eta}.$$

Эксперименты [1, 2] показывают, что для МЖ, стабилизированных поверхностно-активным веществом, коэффициент Сорэ S_r , является положительным, поэтому при подогреве снизу мы имеем дрейф частиц вверх за счет термофореза, а седиментация двигает частицы вниз. Итоговое направление потока определяется тем, какой из процессов сильнее. Уравнение, определяющее кинетику числовой плотности частиц n , остается таким же, как и при действии только седиментации [7] без термофореза

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + v \frac{\partial n}{\partial z}, \quad D \frac{dn}{dz} + v \cdot n = 0, \quad z = 0, h; \quad t > 0 \quad (2.1)$$

Стационарное решение (2.1) выглядит как обычное распределение Больцмана

$$n = n_0 \frac{hl^{-1}}{1 - \exp(-hl^{-1})} \exp\left(-\frac{z}{l}\right) \quad (2.2)$$

однако теперь характерная длина $l = -D/v$ зависит не только от скорости Стокса, но и от скорости термодиффузионного дрейфа частиц, содержит коэффициент Сорэ и может быть отрицательной:

$$l = \frac{D}{S_r DA + 2r^2 g(\rho_m - \rho_u)(9\eta)^{-1}} \quad (2.3)$$

При отсутствии нагрева ($A = 0$) мы получаем из (2.3) обычную седиментационную длину l_s . В нашем случае для керосинового образца МЖ с концентрацией $C_0 = 0.12$ эта длина равна $l_s = 12$ см.

В случае слабой седиментации из (2.2) получается термодиффузионный профиль

$$n = n_0 \frac{S_l A h}{1 - \exp(-S_l A h)} \exp(-S_l A z) \quad (2.4)$$

и можно ввести понятие термодиффузионной длины $l_t = (S_l A)^{-1}$.

Формула (2.4) годится для любого образца в условиях невесомости и пригодна для нашего образца при величине нагрева чуть ниже, чем порог устойчивости равновесия (1.4). Действительно, при нагреве каналов снизу с градиентом $A = -1.5$ К/см и коэффициенте Соре $S_l = 0.2$ К⁻¹ эта длина равна $l_t = -3.2$ см, т.е. скорость термодиффузионного дрейфа частиц вверх в четыре раза больше скорости седиментации, и мы должны наблюдать накопление частиц в верхней части каналов. При этом в нашем случае стационарное распределение частиц (2.4) характеризуется пятикратной разницей концентрации между верхом и низом каналов, что соответствует неустойчивой стратификации плотности с концентрационным числом Рэлея $Ra_c \sim 3 \times 10^7$

$$Ra_c = \frac{g\beta_c}{\nu D} \nabla C \cdot d^4 \quad (2.5)$$

Для возникновения концентрационной конвекции в каналах достаточно превысить критическое концентрационное число Рэлея $Ra_{c0} = \pi^4/4 = 24$ (использована аналогия с тепловой конвекцией). Сравнивая последние два числа, легко согласиться, что стационарное распределение частиц (2.4) при положительной термодиффузии не может быть достигнуто, т.к. является неустойчивым для концентрационной конвекции и “обрушится” задолго до установления стационарного профиля.

Описанное явление было впервые замечено в численных экспериментах [8], где при изучении конвекции бинарной смеси в каналах ниже порога возбуждения конвекции (1.4) наблюдались так называемые “пикообразные выбросы”. В расчетах использовался термодиффузионный параметр бинарной смеси ϵ на порядок меньше, чем у раствора сульфата натрия в воде, однако в лабораторных опытах с этим раствором также удалось зафиксировать кратковременные всплески конвекции ниже порога неустойчивости равновесия.

Механизм явления следующий, величина температурного градиента близка к критическому значению и термофорез по вертикали способствует переходу через эту критическую точку, так как увеличивает уже имеющийся градиент плотности, направленный вверх. Жидкость начинает конвективное течение, концентрационный градиент за счет концентрационной конвекции инвертируется-опрокидывается в устойчивое положение, более концентрированные элементы оказываются внизу. Система вновь попадает в устойчивую подкритическую область, и процесс повторяется.

Критический перепад температуры для обсуждаемого образца $\Delta T_0 = 7.7$ К, т.е. система на рис. 2 находится в 10% от кризиса. Чтобы равновесие потеряло устойчивость, термофорез должен увеличить градиент плотности, направленный вверх на эти же 10%. Концентрационное число Рэлея должно увеличиться на $\Delta Ra_c = 0.1\pi^4/4 \sim 2$. Проверим это следующей оценкой – термодиффузионный поток частиц вверх увеличивает C в верхней части каналов и уменьшает в нижней. За время τ верхняя половина канала увеличит концентрацию на $\Delta C \sim 2C_0 v_t \tau / h \sim 10^{-5}$ и эта добавка будет сосредоточена в слое толщиной $\sim v_t \tau$ в самом верху канала. В нижней части канала в таком же слое $\sim v_t \tau$ концентрация уменьшится на величину ΔC . Концентрационная конвекция определяется неоднородностями концентрации поэтому, чтобы оценить эффективный концентрационный градиент B_e , запишем линейную зависимость концентрации с высотой $C = C_0(1 + B_e z)$. Далее определим среднюю неоднородность концентрации в канале для такого мысленного линейного распределения $\delta C_1 = C_0 B_e h / 2$. Аналогично найдем реальную неоднородность, используя оценки ΔC и их локализацию $\delta C_2 = 2\Delta C v_t \tau / h = 4C_0 (v_t \tau / h)^2$. Приравнявая неоднородности $\delta C_1 = \delta C_2$, можно оценить эффективный градиент величиной $B_e = 8(v_t \tau)^2 / h^3 \sim 4 \times 10^{-7}$ м⁻¹. В итоге получаем ожидаемый прирост концентрационного числа Рэлея $\Delta Ra_c \sim 3$. В оценках использован конвективный параметр МЖ для концентрационной конвекции $g\beta_c \nu^{-1} D^{-1} = 1.4 \times 10^{18}$ м⁻³.

3. КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РАВНОВЕСИЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ДЛИННЫХ КАНАЛАХ

В экспериментах механическое равновесие почти всегда нарушалось через колебательные возмущения, что говорит о том, что в каналах к моменту начала конвекции имелся вертикальный концентрационный градиент с устойчивой стратификацией плотности. Соответствующее концентрационное число Рэлея определяется формулой (2.5).

В магнитной жидкости число Прандтля много меньше, чем число Шмидта. Для такого предельного случая в каналах тепловое критическое число Рэлея и частоту колебаний можно записать по аналогии с выражением, полученным в [6] для конвекции бинарной смеси в вертикальном слое. При $S \gg P$ для каналов получаем нейтральную кривую колебательной неустойчивости и частоту колебаний

$$Ra = Ra_o + Ra_c \frac{P}{S} \quad (3.1)$$

$$\omega^2 = \frac{\pi^4 \chi^2 \beta_c \nabla C}{4d^4 \beta_t A}$$

Начальные градиенты концентрации образуются случайным образом за счет седиментации или оседания уже имеющихся, наведенных конвекцией неоднородностей. Время жизни (диффузионного рассасывания) такого неравновесного распределения частиц сравнимо со временем образования распределения Больцмана $\tau_D \sim h^2/D/\pi^2$ и в нашем случае это время порядка года. Имеющийся к началу любого опыта случайный концентрационный градиент можно оценить через частоту переходного процесса f , происходящего при перепаде температур ΔT

$$\nabla C = f^2 \frac{16d^4 \beta_t \Delta T}{\pi^2 \chi^2 \beta_c h} \quad (3.2)$$

В результате случайные, полученные в опытах критические перепады температур и случайные частоты переходного процесса укладываются на вполне регулярную зависимость рис. 3. По оси абсцисс отложена величина $(\mu - 1)/\mu$, где $\mu = Ra/Ra_o = \Delta T/\Delta T_o$ относительное число Рэлея, при котором наступила колебательная неустойчивость. Сплошная линия на рис. 3 соответствует теоретической формуле

$$f^2 = \frac{\pi^2 \chi^2 (\mu - 1)}{16d^4 \mu} \quad (3.3)$$

которую можно получить из (3.1) и (3.2), используя концентрационное число Рэлея (2.5) и критическое число Рэлея (1.2), взятое при критической разности температур ΔT_o .

Чтобы дать представление о величине концентрационных градиентов и о соответствующих числах Рэлея Ra_c , оценим их для наибольшей частоты $f^2 = 4.3 \times 10^{-4} \text{ с}^{-2}$, наблюдавшейся при $\Delta T = 9.8 \text{ К}$ в керосиновой МЖ с критическим перепадом $\Delta T_o = 5.9 \text{ К}$. Используя (3.2), находим градиент концентрации $\sim 2 \times 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ и число Рэлея $Ra_c \sim 2 \times 10^5$. Наличие концентрационных градиентов увеличивает тепловое число Рэлея для наступления кризиса механического равновесия (3.1) на величину $Ra_c P/S$, поэтому критический перепад температуры, при котором возникла колебательная неустойчивость равновесия, также меняется в меру этих градиентов. Для обсуждаемой точки $Ra_c P/S \sim 10$, что соответствует $\mu = 1.4$, т.е. критическая ΔT должна была вырасти на 40%, а в опыте получилось 60%.

Случайные градиенты концентрации в наших экспериментах на порядки меньше равновесного градиента в распределении Больцмана $\sim 1 \text{ м}^{-1}$, но их достаточно, чтобы обеспечить колебательное возбуждение конвекции МЖ в каналах.

Отметим, что частота переходных колебаний не зависит от диффузионных и термодиффузионных свойств МЖ, а определяется шириной каналов d и температуропроводностью жидкости χ (3.3), т.е. обсуждаемые колебания имеют качественно иную природу, чем периодические процессы, описанные ниже.

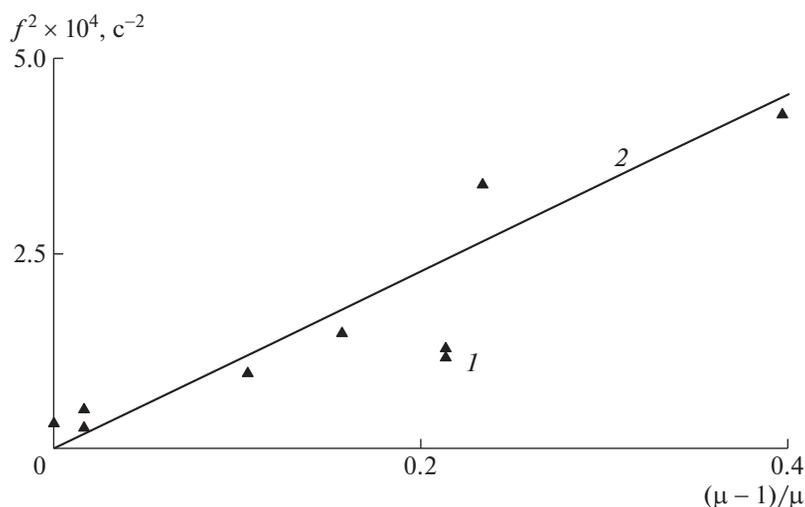


Рис. 3. Частота переходного процесса при колебательной неустойчивости МЖ в зависимости от относительного числа Рейля μ ; 1 – эксперимент ($C_0 = 0.12$, $\Delta T_0 = 5.9$ К); 2 – теория, формула (3.3).

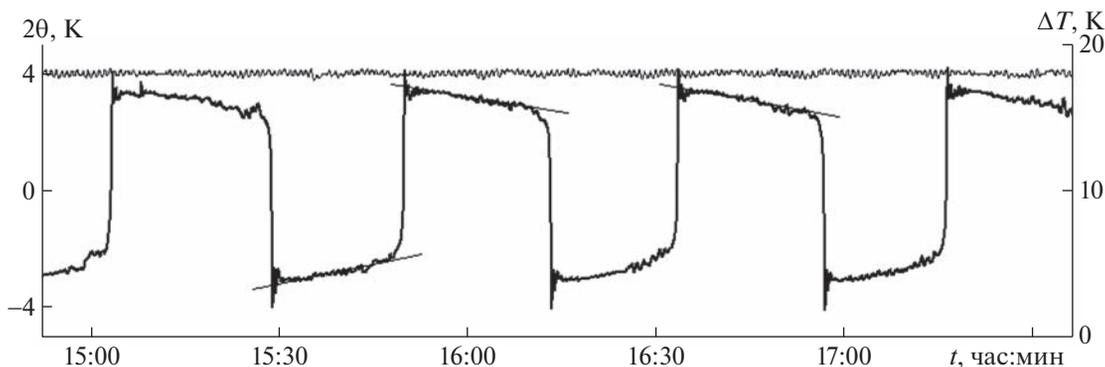


Рис. 4. Периодическая смена направления конвекции магнитной жидкости в каналах: левая ось – конвективная разность температур между каналами 2θ , К; правая ось – заданная вертикальная разность температур ΔT , К.

4. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КОНВЕКТИВНОГО ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛАХ КОНЕЧНОЙ ВЫСОТЫ

Еще одна особенность конвективного течения коллоида показана на рис. 4, где приведена термограмма $2\theta(t)$, полученная в надкритической области при $\Delta T = 18$ К в экспериментах с ундекановой МЖ концентрацией $C_0 = 0.16$. Свойства этого образца были подробно описаны в разделе 1. В отличие от однокомпонентной жидкости, где мы в опытах наблюдаем стационарное конвективное течение, в коллоидной жидкости мы видим периодическую смену направления конвекции. Причина этого явления также связана с термофорезом, но с термофорезом частиц нормально стенкам каналов, за счет горизонтальных температурных градиентов, наведенных конвекцией.

В линейной теории возмущения равновесия (1.3) в бесконечно высоких каналах неограниченно растут со временем экспоненциальным образом. В экспериментах это не так, в однокомпонентной жидкости рост возмущений всегда завершается стационарным течением. Реальные лабораторные каналы хотя и достаточно длинные, но имеют конечную высоту h (фрагмент 2 рис. 1). На стыках каналов вверху и внизу следует согласовать температуру горячего поднимающегося потока и холодного опускного течения. В результате линейный температурный профиль вблизи стыков каналов искажается, движущая подъемная сила замедляет свой рост и возникает стационарное течение.

В каналах 1 (левый) и 2 (правый) безразмерной высотой $H = h/d$, на стыках следует задать условие непрерывности температуры $\Theta_1(0) = \Theta_2(0)$ и $\Theta_1(H) = \Theta_2(H)$. При этом профили скорости и температуры в сечении каналов остаются прежними (1.3), а вертикальный профиль температуры выглядит иначе [9]

$$T(x, y, z) = -\frac{z}{H} + \Theta_{1,2}(z) \sin\left(\frac{\pi x}{2}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{2}\right) \quad (4.1)$$

Вид распределений температуры $\Theta_{1,2}(z)$ по вертикали, а также зависимость скорости течения V от числа Рэлея для однокомпонентной жидкости получены в названной работе и совпали с экспериментально наблюдаемыми вертикальными распределениями температуры и измерениями скорости конвекции.

Вблизи стыков профиль температуры искривляется, соединяясь с распределением температуры для противоположного канала. При этом для вертикальных распределений выполняется условие симметрии $\Theta_1(z) = -\Theta_2(H - z)$.

Критическое число Рэлея Ra_o теперь зависит от высоты каналов H $Ra_o = \pi^4(1 - \text{th}(\pi H/2\sqrt{2})/(\pi H/2\sqrt{2}))^{-1}/4$. При $H = 31.2$ критическое число $Ra_o = 23.7$. Для малых надкритичностей при $\mu - 1 \ll 1$ ($\mu = Ra/Ra_o = \Delta T/\Delta T_o$) из [9] получаются формулы зависимости скорости и температуры в центре каналов от числа Рэлея

$$\begin{aligned} V_o &= \pm \frac{9\pi^4 H}{256P} \left(\frac{\mu - 1}{\mu}\right) \\ \Theta_{1,2}\left(\frac{H}{2}\right) &= \pm \frac{9\pi^2}{128} \left(\frac{\mu - 1}{\mu}\right) \end{aligned} \quad (4.2)$$

Характерная особенность распределения температуры $\Theta(z)$, состоит в том, что, при небольших надкритичностях (в нашем случае до $\mu = 1.2$) температура Θ однородна вдоль большей части длины каналов и совпадает с (4.2). Знак задает направление конвективного течения, которое в опытах с однокомпонентными жидкостями реализуется случайным образом.

На большей части сечения каналов скорость конвекции v значительно превышает скорость термодиффузионного дрейфа v_t . Только вблизи стенок каналов скорости v_t могут сравниться со скоростью конвекции v . Эксперименты с МЖ в каналах проводятся с предварительно перемешанной жидкостью $C = C_o = \text{const}$. Термодиффузионные потоки появляются сразу вслед за установлением температурного профиля (4.1), (4.2) и можно отследить их начальную динамику.

Характерная особенность наблюдавшихся колебаний видна на рис. 4. На каждом из полупериодов имеется почти линейный во времени процесс уменьшения интенсивности течения, прежде чем произойдет резкий быстрый переход на противоположную конвективную ветвь. Коллоидные частицы участвуют в двух движениях, они перемещаются вертикально вверх вдоль канала вместе с жидкой частицей и одновременно дрейфуют горизонтально в более медленные и более холодные слои благодаря положительной термодиффузии. В канале с течением вниз картина обратная, частицы дрейфуют от горячей стенки в направлении холодной оси канала.

Найдем выражения для средней скорости конвекции и среднего градиента температуры вблизи боковых стенок каналов в размерном виде. Например, вблизи стенки с координатой $x = 0$ можно записать скорость конвекции на расстоянии δ от стенки и горизонтальный температурный градиент непосредственно около стенки

$$\begin{aligned} v(\delta, y) &= \frac{v_o \pi \delta}{2d} \cos\left(\frac{\pi y}{2d}\right) \\ \frac{dT}{dx}(y) &= \frac{\theta \pi}{2d} \cos\left(\frac{\pi y}{2d}\right) \end{aligned}$$

Усредняя распределения вдоль y на интервале от $-d$ до d , выражаем скорость дрейфа частиц по горизонтали через средний температурный градиент вблизи стенки канала θ/d

$$v_t = \frac{S_t D \theta}{d}$$

Скорость конвекции по вертикали на расстоянии δ от стенки

$$v(\delta) = \frac{v_o \delta}{d}$$

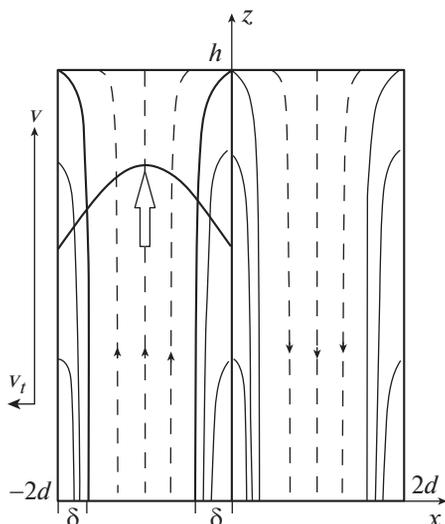


Рис. 5. Искривления траекторий коллоидных частиц в каналах из-за термофореза; δ – пограничный слой – “ловушка” для частиц.

Обе последние формулы применимы около любой из восьми боковых стенок каналов. Расчетная траектория броуновской частицы, в отличие от траектории жидкой частицы, не является прямолинейной. Качественно картина искривления траекторий изображена на рис. 5. Коллоидная частица отклоняется в сторону стенки в канале с восходящим потоком ($\theta > 0$, $v_o > 0$), а в другом канале ($\theta < 0$, $v_o < 0$) треки частиц отклоняются в сторону центра. Искривления треков в центральной части канала весьма малы, т.к. скорость конвекции v и скорость дрейфа v_d отличаются на много порядков. Только вблизи стенки скорость конвекции становится сравнимой со скоростью термодиффузионного дрейфа.

Траектории коллоидных частиц, которые входят в канал достаточно близко к стенке, в конце своего пути утыкаются в стенку, т.е. частицы оказываются закрыты в тонком пограничном слое. Именно эти частицы делают жидкость в восходящем потоке в среднем более концентрированной и тяжелой. В канале с течением вниз пограничный слой обедняется частицами, и жидкость в среднем становится легче. Эта растущая со временем разность концентраций между каналами создает силу, которая постепенно компенсирует температурную подъемную силу, скорость конвекции уменьшается и это проявляется на термограммах рис. 4.

Приравнивая время подъема жидкой частицы вдоль канала h/v (δ) и время термодиффузионного дрейфа по горизонтали δ/v_d до стенки получаем предельную, граничную траекторию твердой частицы (жирная линия на рис. 5), которая утыкается в стенку в самом веру канала при $z = h$. Этот граничный трек задает толщину пограничного слоя в начале канала

$$\delta = d \sqrt{\frac{2S_t D (\Delta T - \Delta T_o)}{\pi^2 \chi}}$$

При получении последней формулы использовался размерный вид скорости и температуры (4.2). Все частицы, входящие в нижнюю часть канала на расстоянии менее δ от стенки, попадают в своеобразную ловушку – пристеночный пограничный слой и участвуют в торможении конвективного потока. Это позволяет рассчитать скорость роста концентрационной подъемной силы и сравнить расчетную скорость с наблюдаемым в эксперименте убыванием подъемной силы. Числовое значение толщины пограничного слоя δ весьма мало, в нашем случае речь идет о сотых и тысячных долях миллиметра.

Частицы, входящие в канал на расстоянии от стенки больше, чем δ практически не участвуют в торможении потока, т.к. их траектории искривляются слабо, частицы проходят мимо диффузного пограничного слоя и не участвуют в увеличении веса жидкости в канале. Так, при $\mu = 1.15$ скорость конвекции обсуждаемого образца МЖ в центре канала составляет 1 мм/с, т.е. жидкая частица на оси канала за половину периода колебаний (рис. 4) совершает ~ 10 полных оборотов по замкнутому контуру.

Рассчитаем скорость роста концентрации в канале за счет твердых частиц, попадающих в “ловушку” пограничного слоя через пристеночную полосу площадью $8\delta d$. Скорость жидкости в пределах этой узкой полосы меняется линейно от 0 до $v(\delta)$, т.е. в среднем равна $v(\delta)/2$. Тогда рост количества частиц в объеме пограничного слоя со временем таков $\Delta N = n_o v(\delta) 4\delta dt$. Разделим его на объем канала, чтобы найти прирост средней числовой плотности частиц $\Delta n = \Delta N / (4hd^2)$ и прирост средней концентрации ΔC

$$\frac{\Delta C}{C_o} = \frac{\Delta n}{n_o} = \frac{v(\delta)\delta}{hd} t$$

Далее находим скорость роста средней концентрации в канале

$$\frac{d(\Delta C)}{dt} = C_o \frac{S_t D \theta}{d^2} \quad (4.3)$$

В соседнем канале процесс идет в обратном направлении, пограничный слой теряет частицы и скорость их убыли также может быть найдена по формуле (4.3). Фактически частицы перетекают из пограничного слоя канала с течением вниз в пограничный слой канала с течением вверх. Приравнявая скорости роста концентрационной силы Архимеда и скорость убыли температурной силы плавучести, получаем уравнение

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{\pi^2 \beta_c C_o S_t D}{4\beta_l d^2} \theta$$

Его решение выглядит так

$$\theta = \theta_o \exp\left(-\frac{t}{\tau_o}\right) \quad (4.4)$$

где τ_o характерное время разделения частиц между каналами

$$\tau_o = \frac{4\beta_l d^2}{\pi^2 \beta_c C_o S_t D} \quad (4.5)$$

Выражение (4.5) совпадает с формулой, полученной в [1] из других соображений, но τ_o теперь имеет совсем иной смысл. Фактически получен результат исследования устойчивости конвективного течения коллоида в каналах. Конвективное течение магнитной жидкости в вертикальных каналах неустойчиво. Возмущения скорости и температуры растут с инкрементом $\lambda = 1/\tau_o$ и это связано с генерацией концентрационных неоднородностей между каналами за счет термофореза (4.3).

Рост возмущений заканчивается сменой направления конвективного течения. Конвективная система переходит в новое состояние, и оно вновь оказывается неустойчивым. Процесс повторяется периодически. Отметим, что сгенерированная конвекцией за половину периода средняя неоднородность концентрации между каналами $\Delta C/C_o$ невелика и в нашем образце составляет $\sim 10^{-4}$.

Для обсуждаемого образца магнитной жидкости при $S_t = 0.2 \text{ K}^{-1}$ характерное время $\tau_o = 3.3 \times 10^3 \text{ с}$, поэтому при $t < \tau_o$, разложением в ряд можно из (4.4) получить линейное изменение показаний θ , соответствующее эксперименту

$$\theta = \theta_o \left(1 - \frac{t}{\tau_o}\right)$$

Из последней формулы можно выразить коэффициент S_{ore} , через экспериментальную скорость изменения температурного сигнала

$$S_t = \left(\frac{d\theta}{dt}\right)_e \frac{4\beta_l d^2}{\pi^2 \beta_c C_o D \theta_o}$$

Скорость изменения температурного сигнала в пределах каждого полупериода (рис. 4) определялась методом наименьших квадратов при обработке термограмм, полученных в длительных многосуточных экспериментах. Для обсуждаемого образца коэффициент S_{ore} получился равным $S_t = 0.2 \text{ K}^{-1}$ с неопределенностью $\sim 10\%$.

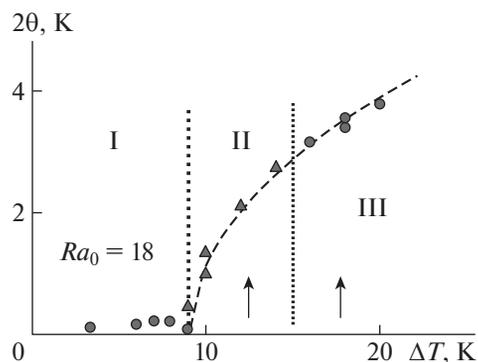


Рис. 6. Режимы конвекции магнитной жидкости ($C_0 = 0.16$) в связанных каналах при подогреве снизу: I – механическое равновесие, наблюдаются короткие периодические конвективные всплески; II – колебательная неустойчивость равновесия, приводящая к периодической смене направления течения; III – колебательная неустойчивость равновесия, приводящая к стационарной конвекции.

5. РЕЖИМЫ КОНВЕКЦИИ КОЛЛОИДА, НАБЛЮДАВШИЕСЯ В ПОДОГРЕВАЕМЫХ СНИЗУ ВЕРТИКАЛЬНЫХ КАНАЛАХ

На рис. 6 показана диаграмма, на которой собраны все наблюдавшиеся режимы течения и неустойчивого механического равновесия для одного из образцов магнитной жидкости. По оси ординат отложена мера интенсивности конвективного течения – разность температур 2θ между центрами каналов, измеренная дифференциальной медь-константановой термопарой. По горизонтальной оси отложена заданная разность температур ΔT , пропорциональная тепловому числу Рэлея (1.2). В области I, при $Ra < Ra_0$ ($\Delta T < \Delta T_0$), пока перепад температур для данного образца МЖ меньше критического значения $\Delta T_0 = 9.0$ К в жидкости реализуется механическое равновесие, устойчивость которого может периодически нарушаться всплесками концентрационной конвекции (рис. 2). Это связано с тем, что термофорез частиц в этих условиях и для данного образца сильнее седиментации. Термофорез за счет приложенного и направленного вниз градиента температур направляет поток частиц вверх, создавая неустойчивую стратификацию плотности, “обрушение” которой мы можем наблюдать периодически.

В области II рис. 6 в зависимости от предыстории мы можем наблюдать механическое равновесие, устойчивость которого может нарушиться колебательным образом (рис. 3). В результате роста возмущений возникает конвективное течение (рис. 4), которое само является неустойчивым и периодически меняет направление конвективного потока. Причина неустойчивости течения также термофорез, но термофорез, направляющий поток частиц по нормали к стенкам из-за неоднородности температуры в сечении каналов.

В области III также возможно механическое равновесие, устойчивость которого нарушается колебательным образом. Процесс завершается замкнутым стационарным конвективным течением, когда жидкость в одном из каналов поднимается, а в другом опускается. Конвективное течение становится слишком быстрым, и генерация неоднородностей за счет термофореза больше не может нарушить устойчивость течения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Термофорез коллоидных частиц является определяющим фактором в слабовнадкритической и в подкритической конвекции магнитной жидкости в узких связанных каналах при подогреве снизу.

В подкритической области при отсутствии конвекции положительная термодиффузия за счет приложенного вертикального температурного градиента генерирует неустойчивую по плотности стратификацию, которая периодически теряет устойчивость – “обрушается” и такие всплески концентрационной конвекции наблюдались в эксперименте.

Сгенерированные неоднородности, быстро (минуты) перераспределяются по вертикали вдоль каналов за счет концентрационной конвекции в устойчивую по плотности стратификацию. Конвекция прекращается, а диффузионная релаксация таких структур весьма медленная (годы). Поэтому экспериментаторы почти всегда имеют дело с возникновением конвекции на

фоне случайного неравновесного концентрационного градиента, а конвекция в эксперименте возникает колебательным образом, несмотря на положительный знак коэффициента Co_{re} .

В слаборадикальной области генерация неоднородностей происходит на фоне конвективного течения за счет горизонтального термодиффузионного дрейфа частиц нормально к стенкам каналов. Перераспределение частиц между каналами происходит за счет “ловушки” для частиц в виде узкого пограничного слоя у стенок. Разность концентрации между каналами растет, конвективное течение теряет устойчивость и направление течения меняется на противоположное. Процесс повторяется периодически. Измеряя декремент температурного сигнала в эксперименте и используя формулу для характерного времени разделения частиц между каналами, удалось оценить коэффициент Co_{re} магнитной жидкости, и он совпал по порядку величины с измерениями других авторов [2].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 20-01-00491).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глухов А.Ф., Сидоров А.С. О периодических конвективных процессах в магнитной жидкости в вертикальных каналах // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 4. С. 13–18.
<https://doi.org/10.1134/S0568528119040066>
2. Sprenger L., Lange A., Odenbach S. Thermodiffusion in concentrated ferrofluids: A review and current experimental and numerical results on non-magnetic thermodiffusion // Physics of Fluids. 2013. 25 (12). P. 122002.
<https://doi.org/10.1063/1.4848656>
3. Смородин Б.Л., Черепанов И.Н. Конвекция в коллоидной суспензии в замкнутой горизонтальной ячейке // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2015. Т. 147. Вып. 2. С. 363–371.
<https://doi.org/10.7868/S0044451015020157>
4. Smorodin B.L., Cherepanov I.N. Convection of colloidal suspensions stratified by thermodiffusion and gravity // European Physical Journal. 2014. E. 37. 118.
5. Smorodin B.L., Cherepanov I.N., Ishutov S.N., Myznikova B. Convection of a colloidal suspension in a Hele-Shaw cell // European Physical Journal. 2017. E. 40 (2). P. 18.
6. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
7. Raikher Yu.L., Shliomis M.I. On the kinetics of establishment of the equilibrium concentration in a magnetic suspension // J. Magnetism Magnetic Materials. 1993. V. 12. № 1–3. P. 93–97.
8. Глухов А.Ф., Демин В.А. Тепловая конвекция бинарных смесей в вертикальных слоях и каналах при подогреве снизу // Вестник Пермского университета. Физика. 2009. № 1 (27). С. 16–25.
9. Глухов А.Ф., Зорин С.В., Путин Г.Ф., Петухова Е. С. Тепловая конвекция в связанных вертикальных каналах конечной высоты. Конвективные течения. Пермь: Пермский педагогический институт, 1985. С. 24–31.

УДК 532.52

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРАВЛЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ НА ВХОДЕ В ТРУБУ С ЦЕЛЬЮ ЛАМИНАРИЗАЦИИ ТЕЧЕНИЯ

© 2023 г. В. Г. Лущик^{a,*}, М. С. Макарова^{a,**}, А. И. Решмин^{a,***}

^a МГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики, Москва, Россия

*E-mail: vgl_41@mail.ru

**E-mail: april27_86@mail.ru

***E-mail: alexreshmin@rambler.ru

Поступила в редакцию 04.07.2022 г.

После доработки 25.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Рассмотрены различные способы ламинаризации течения в трубе путем управления осредненными и турбулентными параметрами течения. Для численного моделирования течений с нарастанием и вырождением турбулентности предлагается использовать трехпараметрическую RANS-модель турбулентности, показавшую хорошие результаты при моделировании существующих экспериментов по ламинаризации. Расчеты для трех вариантов входных устройств с разными профилями скоростей и одинаковой мелкомасштабной турбулентностью на входе показывают возможность достижения ламинаризации течения в трубах при числах Рейнольдса $Re > 10000$. Из трех рассмотренных вариантов входных устройств наиболее эффективным является вариант с организацией коаксиального течения с меньшей скоростью в центральной области и большей в пристеночной области. В такой конфигурации ламинаризация происходит вплоть до числа Рейнольдса $Re^* = 16000$. Показано, что в этом случае уменьшение интенсивности турбулентности и ее масштаба приводит к еще большему значению Re^* .

Ключевые слова: RANS-модель турбулентности, труба, ламинаризация, входное устройство

DOI: 10.31857/S0568528122600473, **EDN:** AINMZA

Увеличение энергозатрат на транспортировку по трубам газов и жидкостей и увеличение в связи с этим эксплуатационных расходов, как отмечено в [1], связано с ростом потерь давления из-за трения при турбулентном режиме течения. При переходе от турбулентного к ламинарному режиму течения (ламинаризации течения), можно значительно снизить потери на трение. Например, для течения в круглой трубе при числе Рейнольдса 25000 потери можно уменьшить на порядок.

В [1] приведен ряд методов, используемых для ламинаризации турбулентного течения в круглых трубах. Разрабатываются методы, связанные с механическим перемещением стенок в определенном сечении канала [2] или воздействием на параметры потока в определенном сечении канала и изменением структуры течения или профиля скорости. Приведены экспериментальные результаты, демонстрирующие полную ламинаризацию развитого турбулентного течения за счет воздействия на поток установленных в потоке роторов, изменяющих структуру потока, а также путем впрыска жидкости в поток как со стенок трубы перпендикулярно течению, так и вдоль стенок [3].

Для обеспечения вырождения турбулентности в трубе применяют формирующие устройства, соответствующим образом изменяющие профиль средней скорости на выходе. В [1] для ламинаризации потока используются конструкции, включающие перегородки с отверстиями, размещенными в потоке, и специальные сопла, вскрывающие поток на определенном участке. Для формирования нужного профиля скорости на входе в участок ламинаризации турбулентного потока применялись два способа. Первый способ состоял в установке в центральную часть трубы цилиндрической вставки, начало которой закрывалось перфорированной решеткой, которая создавала гидравлическое сопротивление. Спутный поток проходил через кольцевой промежуток

между вставкой и трубой. Скорость центрального потока, проходящего через круглую вставку с решеткой, была меньше, чем протекающего в периферийной части трубы спутного потока. Вторым способ также заключался в формировании в трубе осесимметричного течения с большей скоростью у стенки трубы. Для этого формирующий спутный поток воздух с большей скоростью подавался в область у стенки трубы.

В [1] первым способом экспериментально достигнута ламинаризация течения при $Re = 3800$, вторым способом – при $Re = 6000$. Увеличенное число Рейнольдса ламинаризации при втором способе формирования потока можно объяснить тем, что уровень турбулентности в центре потока был меньше, чем при первом способе, когда повышенный уровень турбулентности в центральной части потока создавался перфорированной решеткой.

Для уменьшения интенсивности турбулентности используются различные методы. В [4, 5] для управления турбулентным течением использовались сетки и хонейкомбы. Результаты исследований, показали, что при использовании сеток и хонейкомбов можно лишь снизить на некоторую величину уровень турбулентности, но достичь ламинаризации течения не удастся. Хонейкомбы из полированных металлических труб диаметром 1 мм и толщиной стенки 0.05 мм с длиной, зависящей от радиуса, использовались для формирования заданного начального профиля скорости с низким уровнем интенсивности и масштаба турбулентности при исследованиях турбулентного перехода в затопленных и спутных струях [6–8] и в трубе [9]. Современные технологии расширяют возможности использования хонейкомбов. В [10] профиль скорости в потоке формируется с помощью хонейкомбов с переменным радиусом длины каналов, изготовленных на 3D-принтере.

Существуют и другие способы формирования нужных профилей скорости в струях и каналах. В работах [11, 12] использовалось устройство для формирования ламинарных затопленных струй, позволяющее создать плавный профиль скорости с интенсивностью турбулентности менее 1% при числах Рейнольдса более 10000 на начальном участке струи с диаметром 0.12 м. Низкий уровень турбулентности и необходимый профиль скорости формировались независимо. Для создания профиля скорости использовался короткий диффузор с большой степенью расширения и сетчатой перегородкой в выходном сечении [13].

Анализ полученных в [1] экспериментальных результатов показывает, что для достижения большего числа Рейнольдса ламинаризации необходимо формировать течение не только с низким уровнем турбулентности, но и с оптимальным профилем скорости. Этот вывод можно считать подтвержденным авторами [1] в более поздней работе [10], где для формирования наиболее оптимального входного M-образного профиля использовались напечатанные на 3D-принтере профилированные хонейкомбы с малыми ячейками, генерирующими мелкомасштабную турбулентность с низким уровнем интенсивности. Максимально достижимое число Рейнольдса полной ламинаризации, которое было получено при этом, составляло около 10000.

В обзоре [14] приведены результаты экспериментальных работ, в которых переход к турбулентному режиму течения в трубах на достаточно большой длине при низком уровне турбулентности на входе происходил при числах Рейнольдса до $Re = 10^5$.

Что касается расчетов процесса ламинаризации течения в рассмотренных работах, то их либо нет, либо они не столь убедительны, как экспериментальные результаты. В [3] методы внесения возмущений разрабатываются с помощью прямого численного моделирования (DNS) течения в трубе, а затем реализуются и тестируются в экспериментах. DNS моделирует течение в трубе длиной пять диаметров, в осевом направлении применяются периодические граничные условия. Первоначально ламинарный поток возмущается, и поведение решения контролируется при различных уровнях возмущения, чтобы определить уровень, после которого возникает турбулентность. Проследить процесс ламинаризации на такой малой длине и при задании периодических граничных условий невозможно. В [15] введено определение неравновесной турбулентности. Это турбулентность, характеристики которой не определяются профилем средней скорости на рассматриваемом участке. При таком определении примерами неравновесных турбулентных течений являются течения за сеткой с постоянной скоростью, а также течения за входными устройствами, например, сотами или хонейкомбами, формирующими профиль скорости и характеристики турбулентности независимо. В работах [15, 16] экспериментально и численно исследованы течения с неоднородными профилями скорости (трапециевидными, M- и Λ-образными) и мелкомасштабной входной турбулентностью. Параметры потока определялись входными формирующими устройствами в виде профилированных хонейкомбов, с размером ячейки значительно меньше толщины слоя с заметным градиентом скорости. Особенность таких течений состоит в том, что в них на значительном протяжении интенсивность

процессов турбулентного переноса определяется энергией и масштабом турбулентности, создаваемыми входными устройствами, формирующими профиль скорости. Во всех типах этих течений было установлено, что на участке роста энергии турбулентности коэффициенты турбулентного переноса были значительно ниже, чем на последующем участке развитой турбулентности.

Для расчета представленных в [15, 16] турбулентных неравновесных течений использовалась RANS модель турбулентности, уравнения переноса в которой записываются для трех параметров [17]: энергии турбулентности $E = 0.5 \sum \langle u_i'^2 \rangle$, напряжения сдвига $\tau = -\langle u'v' \rangle$ и параметра $\omega = E/L^2$, включающего масштаб турбулентности L . В уравнениях переноса все константы определены из анализа трех, измеренных с высокой достоверностью, эталонных течений: течения за решеткой при нулевом градиенте скорости, течения за решеткой при постоянном градиенте скорости и установившегося турбулентного течения в трубе [17]. Численная оптимизация при решении уравнений для турбулентного течения в трубе проводилась только для трех констант, причем оптимизация проводилась в заранее определенном и довольно узком диапазоне изменения этих констант, который связан с разбросом экспериментальных данных для течений за решеткой. При расчетах других течений, отличных от эталонных (см., например, в [16]), значения констант в уравнениях переноса не изменялись и какие-либо эмпирические функции, зависящие от условий задачи, не вводились.

Данная модель турбулентности прошла всестороннюю проверку в широком классе задач пограничного слоя. Проведенные расчеты течения в кольцевых, плоских и круглых каналах при различных числах Рейнольдса [18–20], перехода к турбулентности в пограничном слое при большом уровне внешних возмущений [21] во всех случаях показали удовлетворительное согласование результатов расчетов и экспериментов. Хорошее совпадение продемонстрировали и результаты сравнительного анализа течения вязкой жидкости в плоском канале со вдувом и отсосом газа через противоположные стенки, полученные с использованием данной модели турбулентности и DNS [22].

Расчеты турбулентного течения в круглом диффузоре с малым углом раскрытия также показали хорошее согласие с результатами термоанемометрических измерений профилей скорости и напряжений Рейнольдса [23]. В [24] с помощью этой модели были проведены расчеты критического числа Рейнольдса перехода к турбулентности в трубе при постоянных параметрах в начальном сечении. Показано, что критическое число Рейнольдса зависит не только от интенсивности турбулентности на входе, но и от масштаба турбулентности. Критическое число Рейнольдса может возрастать с увеличением интенсивности входной турбулентности, если при этом уменьшается масштаб входной турбулентности. Этим объясняется эффект ламинаризации турбулентного течения после включения роторов, помещенных внутри трубы [3], который показался исследователям, получившим его, неожиданным.

Главным итогом проверки модели в указанном классе задач можно считать подтверждение ее работоспособности и универсальности, поскольку все расчеты проводились без изменения констант, входящих в уравнения для характеристик, определенных в самой первой работе [17].

Целью настоящей работы является расчет с использованием трехпараметрической RANS-модели сдвиговой турбулентности [17] течений, в которых получены экспериментальные данные [1] по ламинаризации турбулентного течения в трубе, анализ полученных результатов и численное исследование для трех вариантов входных условий, отличающихся формой профиля скорости и низким уровнем интенсивности турбулентности, обеспечивающими ламинаризацию при больших числах Рейнольдса.

1. МЕТОДИКА РАСЧЕТА НЕРАВНОВЕСНОГО ТЕЧЕНИЯ В ТРУБЕ

Расчет турбулентного неравновесного течения в трубе проводится с использованием уравнений неразрывности и движения. Задача решается в приближении узкого канала, где для определения продольного градиента давления используется условие постоянства расхода в трубе

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v) = 0, \quad \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{dp}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\eta \frac{\partial u}{\partial r} + \rho \tau \right) \right] \quad (1)$$

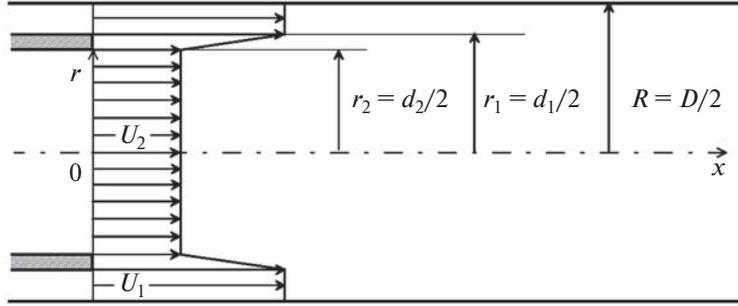


Рис. 1. Расчетная схема.

Турбулентное трение $\rho\tau = -\rho\langle u'v' \rangle$ в уравнении движения, как и в [15, 16], определяется с использованием трехпараметрической RANS модели турбулентности [17]

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial E}{\partial x} + \rho v \frac{\partial E}{\partial r} &= -(c\rho\sqrt{EL} + c_1\eta) \frac{E}{L^2} + \rho\tau \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_E \frac{\partial E}{\partial r} \right), \\ \rho u \frac{\partial \tau}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \tau}{\partial r} &= -(3c\rho\sqrt{EL} + 9c_1\eta) \frac{\tau}{L^2} + c_2\rho E \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_\tau \frac{\partial \tau}{\partial r} \right) - D_\tau \frac{\tau}{r^2}, \\ \rho u \frac{\partial \omega}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \omega}{\partial r} &= -(2c\rho\sqrt{EL} + 1.4c_1\eta f_\omega) \frac{\omega}{L^2} + \left[\frac{\tau}{E} - 2c_3 \operatorname{sign} \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] \rho\omega \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_\omega \frac{\partial \omega}{\partial r} \right) \\ D_\phi &= a_\phi \sqrt{EL} + \alpha_\phi \eta \quad (\phi = E, \tau, \omega, q_r), \quad L = \sqrt{E/\omega}, \quad f_\omega = 1 - \frac{1}{2c_1} \left(\frac{L}{E} \frac{\partial E}{\partial r} \right)^2 \end{aligned} \quad (2)$$

Константы: $c = 0.3$; $c_1 = 5\pi/4$; $c_2 = 0.2$; $c_3 = 0.04$; $a_E = a_\omega = 0.06$; $a_\tau = 3a_E = 0.18$; $\alpha_E = \alpha_\tau = 1$; $\alpha_\omega = 1.4$.

Условия на стенке, на оси трубы и на входе записываются в виде:

$$\begin{aligned} u = 0, \quad v = 0, \quad E = \frac{\partial E}{\partial r} = \tau = 0 \quad (r = D/2) \\ \frac{\partial u}{\partial r} = v = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial r} = \frac{\partial \omega}{\partial r} = \tau = 0 \quad (r = 0) \\ p = \text{const}, \quad u = u(r), \quad E = E(r), \quad L = L(r), \quad \tau = \tau(r) \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнения (1)–(2) решались численно маршевым методом на основе конечно-разностной аппроксимации. Использовалась расчетная сетка с неравномерным по радиусу трубы шагом, сгущающимся вблизи стенки. Шаг по продольной координате выбирался автоматически в зависимости от заданной точности расчета.

На рис. 1 представлена расчетная схема течения. Приведенный профиль входной скорости соответствует тому, который использовался в [1] при проведении экспериментов. Внутри трубы с диаметром $D = 2R = 30$ мм создаются два коаксиальных потока, разделенные кольцевой вставкой с диаметрами $d_1 = 2r_1 = 28$ мм и $d_2 = 2r_2 = 26$ мм. Пристеночный поток “1” со скоростью U_1 выходит из кольцевого промежутка шириной 1 мм между вставкой и стенкой трубы. Центральный поток “2” со скоростью U_2 выходит из кольцевой вставки. Отношение скоростей принято равным $U_1/U_2 = 1.67$, так что отношение их расходов – $Q_1/Q_2 \approx 0.3$.

Расчет течения (как и участок ламинаризации) начинается после кольцевой вставки (см. рис. 1). Начальные характеристики турбулентности точно не известны и могут быть заданы лишь приближенно. В центральном потоке интенсивность турбулентности определяется условиями прохождения через отверстия решетки диаметром $d_3 = 3.3$ мм, после которых она будет достаточно высокой. Однако на длине цилиндрической вставки $L = 200$ мм ($L/d_2 \approx 7$), в начале расчетного участка, интенсивность турбулентности существенно снизится. В центральном потоке в качестве начальных условий (индекс “0”) задавалось значение интенсивности турбулентности $e_{02} = \sqrt{E_{02}}/U_2 = 0.05$ ($\sqrt{E_{02}}/U = 0.044$). Начальное значение масштаба турбулентности L_{02} в цен-

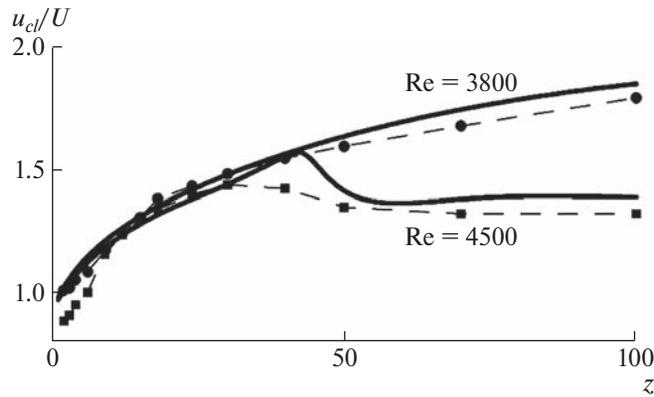


Рис. 2. Изменение по длине участка ламинаризации $z = x/D$ относительной скорости потока на оси трубы u_{cl}/U для двух чисел Рейнольдса: $Re = 3800$ и $Re = 4500$; точки – эксперимент [1], линии – расчет.

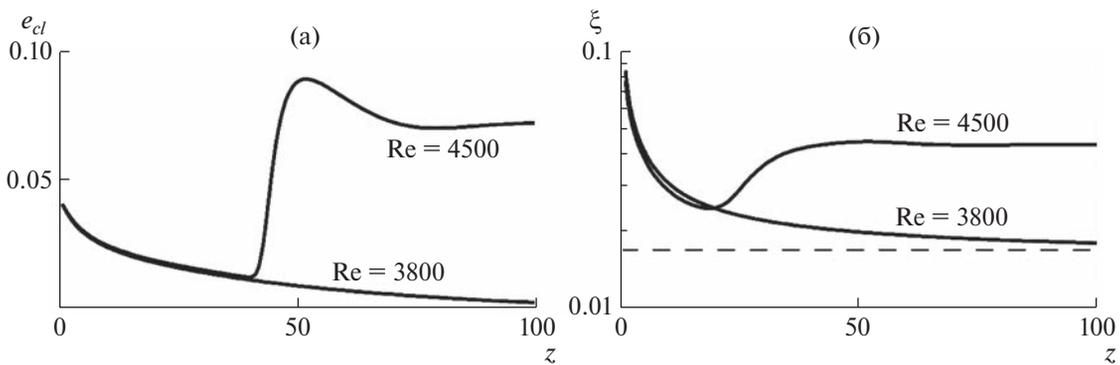


Рис. 3. Расчетное изменение по длине $z = x/D$ интенсивности турбулентности на оси трубы $e_{cl} = \sqrt{E_{cl}}/U$ (а) и коэффициента сопротивления ξ (б) для двух чисел Рейнольдса: $Re = 3800$ и $Re = 4500$; штриховая линия – $\xi = 64/Re$ для ламинарного режима течения при $Re = 3800$.

тральном потоке задавалось близким к диаметру отверстий решетки, так что относительный масштаб $l_{02} = L_{02}/R = 0.2$.

Числа Рейнольдса турбулентности центрального потока $Re_{t02} = \sqrt{E_{02}} \cdot L_{02}/\nu = (e_{02}/l_{02}) \cdot Re/2$ для $Re = 3800$ составило $Re_t = 17$, для $Re = 4500$ – $Re = 20$.

При задании начальных параметров турбулентности для периферийного потока учитывалось следующее. В зазоре между вставкой и стенкой трубы шириной 1 мм поток близок к ламинарному, и возмущения в нем можно считать минимальными. Однако при обтекании кромки вставки, толщина которой 1 мм, происходит турбулизация потока с масштабом, примерно равным толщине кромки. Для периферийного потока в расчетах принимались следующие начальные значения интенсивности $e_{01} = \sqrt{E_{01}}/U_1 = 0.007$ ($\sqrt{E_{01}}/U = 0.01$) и масштаба турбулентности $l_{01} = L_{01}/R = 0.07$.

Начальные значения напряжения сдвига в потоках определялись по формуле Прандтля $\tau = -\beta\sqrt{EL}(\partial u/\partial r)$, где согласно [16] $\beta = 0.23$. Профиль скорости на входе в периферийную и центральную зоны принимался однородным и линейно менялся на кромке вставки (см. рис. 1).

Расчеты выполнены при числах Рейнольдса $Re = DU/\nu$, приведенных в [1]. Здесь D , U , ν – диаметр трубы, среднерасходная скорость потока и кинематическая вязкость воздуха.

Результаты расчетов для $Re = 3800$ и $Re = 4500$ для первого способа ламинаризации [1] показаны на рис. 2–7.

При $Re = 3800$, как и в эксперименте [1], ламинаризация достигается на длине $z = x/D = 100$, что подтверждает величина $u_{cl}/U = 1.8$, близкая к значению $u_{cl}/U = 2$ при ламинарном режиме те-

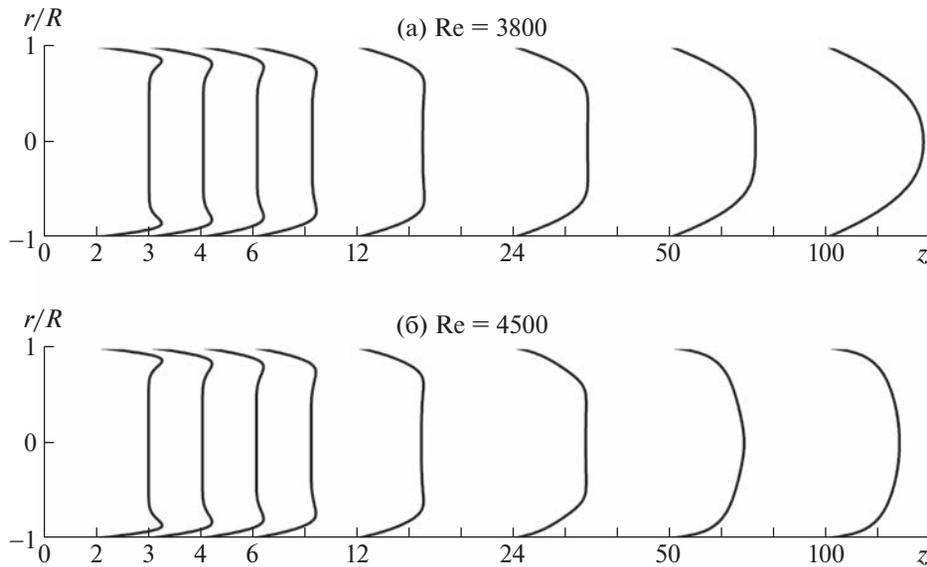


Рис. 4. Расчетные профили скорости u/U для чисел Рейнольдса $Re = 3800$ (а) и $Re = 4500$ (б) в сечениях по длине трубы: $z = 2, 3, 4, 6, 12, 24, 50, 100$.

чения (рис. 2). При этом на оси трубы интенсивность турбулентности $e_{cl} = \sqrt{E_{cl}}/U$ стремится к нулю (рис. 3а), а коэффициент сопротивления $\xi = (8\rho U^2)(\rho\nu du/dr)_w$ (рис. 3б) приближается к величине $\xi = 64/Re$, соответствующей ламинарному течению. При тех же условиях на входе для $Re = 4500$ на длине $z = 100$, как и в эксперименте [1], ламинаризация не происходила (см. рис. 2–3).

Следует отметить, что термин “достижение ламинаризации”, использованный в статье, подразумевает стремление относительной скорости u_{cl}/U и интенсивности турбулентности e_{cl}/U на оси трубы к величинам $u_{cl}/U \rightarrow 2$ и $e_{cl}/U \rightarrow 0$ соответственно, а коэффициента сопротивления ξ к величине $\xi \rightarrow 64/Re$.

На рис. 4 показано, что профиль скорости u/U при $z = 100$ близок к профилю Пуазейля в случае ламинаризации течения ($Re = 3800$) и к профилю скорости для развитого турбулентного течения для случая, когда ламинаризация не наступает ($Re = 4500$).

Из рис. 5 видно, что в случае достижения ламинаризации ($Re = 3800$), как и в эксперименте [1], резкое понижение интенсивности турбулентности $e = \sqrt{E}/U$ наблюдается в области у стенки трубы. Это, согласно [1], означает вырождение турбулентности в области вблизи стенки, где в отсутствие ламинаризации генерация турбулентности максимальна.

На рис. 6 показано изменение по длине $z = x/D$ максимума генерации турбулентности $P_m = -(\rho\tau du/dr)_m$ (рис. 6а) и его координата r_m/R (рис. 6б) для чисел Рейнольдса, соответствующих достижению и отсутствию ламинаризации. Полученные результаты показывают, что при ламинаризации ($Re = 3800$) происходит подавление генерации, и ее максимум от стенки смещается к оси трубы. Если ламинаризация не достигается ($Re = 4500$), то максимум генерации растет с выходом на установившийся турбулентный режим при $z = 100$ и положение максимума r_m/R остается вблизи стенки. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в основе механизма ламинаризации лежит ослабление генерации пристеночной турбулентности.

Результаты расчетов, представленные на рис. 2–6, соответствуют экспериментальным данным [1] лишь качественно, что объясняется недостатком информации о входных характеристиках турбулентности. Тем не менее эти результаты подтверждают возможность достижения ламинаризации, если поток замедлен в центральной области и ускорен в пристеночной области трубы. “Заданное число Рейнольдса $Re = 3800$, при котором наступает ламинаризация, соответствует полученному в эксперименте [1] при входных значениях масштаба и интенсивности турбулентности, оценка которых в расчете, за неимением экспериментальных данных, проведена приближенно”.

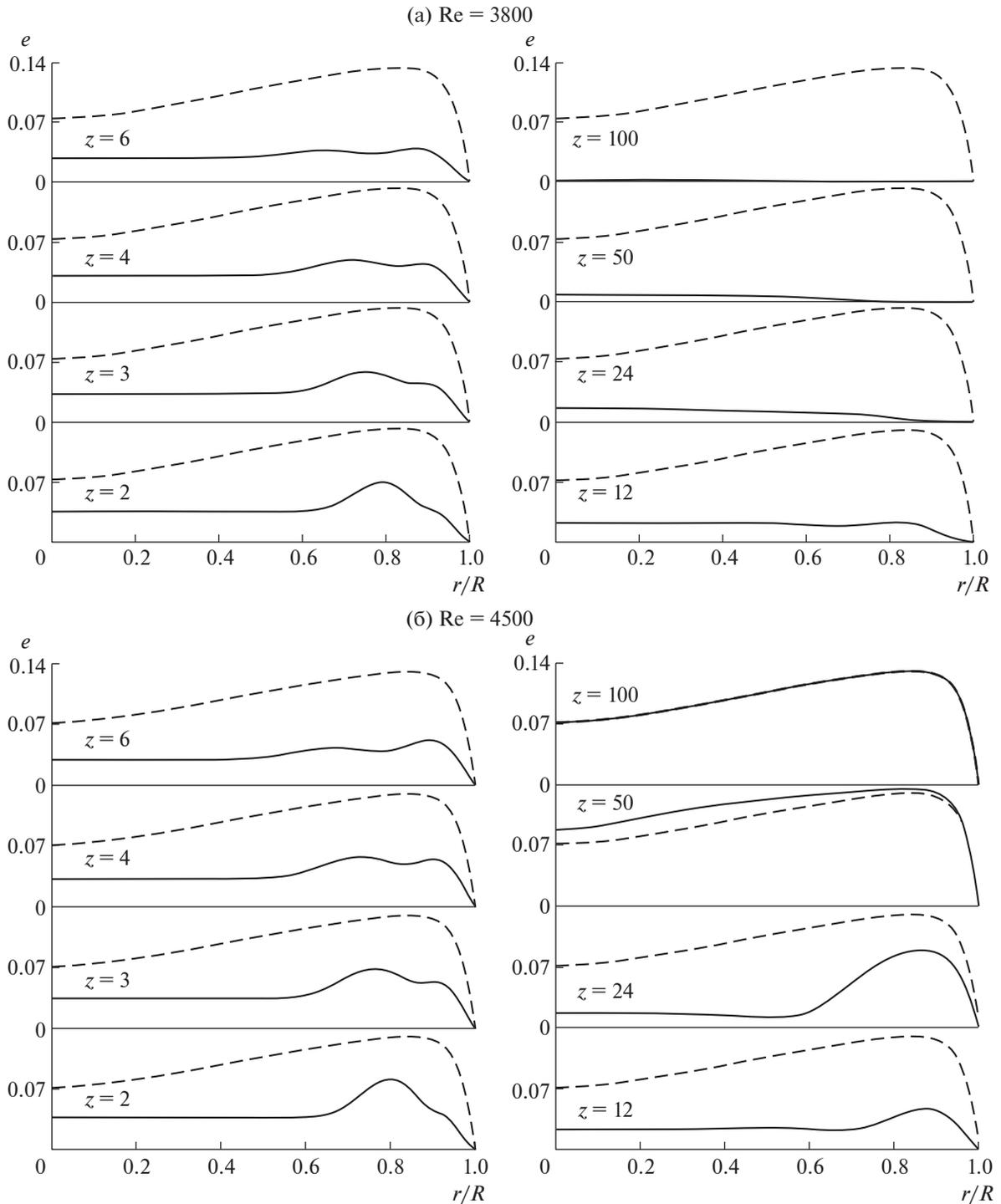


Рис. 5. Расчетные профили интенсивности турбулентности $e = \sqrt{E}/U$ для чисел Рейнольдса $Re = 3800$ (а) и $Re = 4500$ (б) в сечениях по длине трубы: $z = 2, 3, 4, 6, 12, 24, 50, 100$. Штриховые линии – профили e для установившегося турбулентного режима.

Невысокое значение рассчитанного числа Рейнольдса, при котором достигается ламинаризация, объясняется высокой начальной интенсивностью турбулентности в центральном потоке, обусловленной наличием решетки с отверстиями, замедляющей поток в центральной части трубы.

В работе [1] отмечена существенная зависимость возможности ламинаризации от конструкции входного устройства. Так, при изменении диаметра отверстий в решетке кольцевой вставки

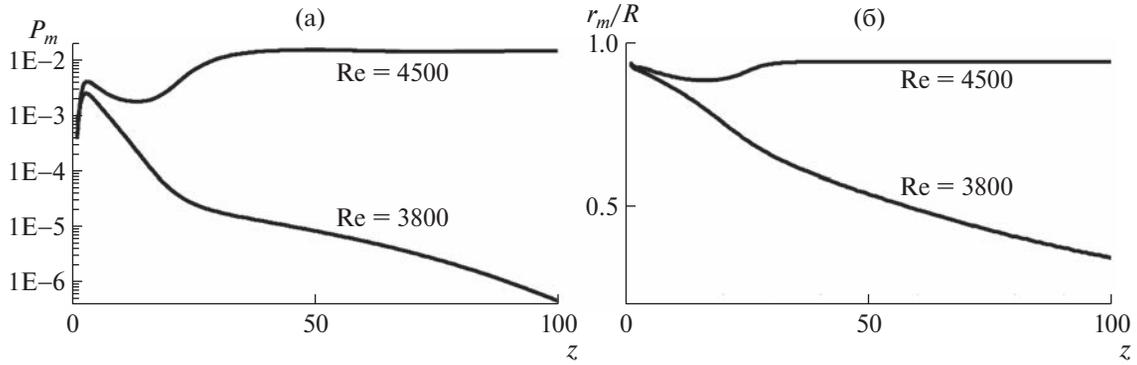


Рис. 6. Расчетное изменение максимальной величины генерации турбулентности $P_m = -(\rho\tau \partial u/\partial r)_m$ (а) и координаты максимума генерации r_m/R (б) по длине $z = x/D$ для двух чисел Рейнольдса: $Re = 3800$ и $Re = 4500$.

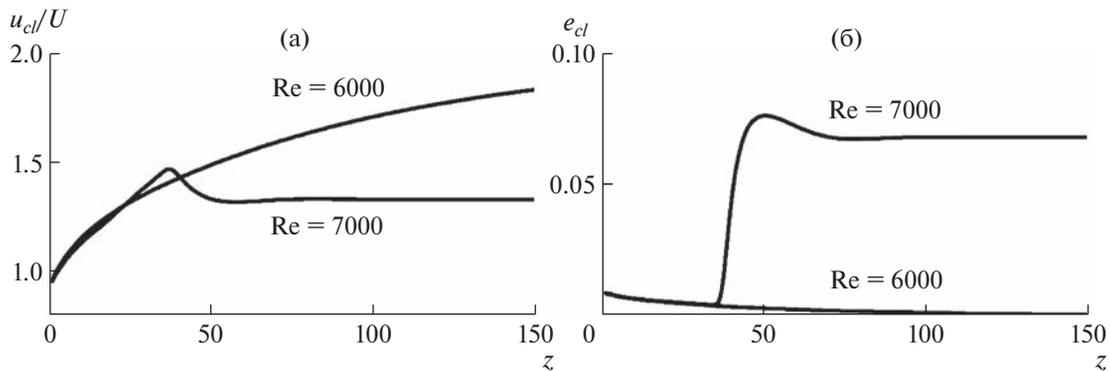


Рис. 7. Расчетное изменение по длине участка ламинаризации $z = x/D$ относительной скорости потока u_{cl}/U (а) и интенсивности турбулентности $e_{cl} = \sqrt{E_{cl}}/U$ (б) на оси трубы для двух чисел Рейнольдса: $Re = 6000$ и $Re = 7000$.

с $d_3 = 3.3$ мм до $d_3 \leq 2.8$ мм или $d_3 \geq 4$ мм ламинаризация при числе Рейнольдса $Re = 3800$ достигнута не была. При изменении диаметра отверстий решетки меняется ее пористость, а следовательно отношение скоростей спутных потоков U_1/U_2 возрастает при уменьшении d_3 и уменьшается при возрастании d_3 . Изменяются также интенсивность $e_{02} = \sqrt{E_{02}}/U$ и масштаб L_{02}/R турбулентности в центральной зоне на входе.

Численное исследование было проведено для двух вариантов течения, качественно соответствующих указанным выше экспериментам с уменьшенным и увеличенным диаметром отверстий решетки кольцевой вставки. В первом варианте было принято $U_1/U_2 = 2.3$, $e_{02} = \sqrt{E_{02}}/U = 0.045$, $L_{02}/R = 0.18$. Во втором варианте $U_1/U_2 = 1.2$, $e_{02} = \sqrt{E_{02}}/U = 0.07$, $L_{02}/R = 0.3$. Характеристики турбулентности на входе в пристеночном потоке при этом в обоих вариантах оставались неизменными. В обоих вариантах при числе Рейнольдса $Re = 3800$ ламинаризации в расчете достигнуто не было.

При втором способе формирования течения уменьшение входной интенсивности турбулентности в центральной области ввиду отсутствия турбулизирующей поток решетки позволило увеличить число Рейнольдса, при котором достигалась ламинаризация течения, до $Re = 6000$.

Численное исследование проводилось при числах Рейнольдса: $Re = 6000$ и $Re = 7000$ для следующих условий на входе: $U_1/U_2 = 1.67$, $e_{02} = \sqrt{E_{02}}/U = 0.01$, $l_{02} = L_{02}/R = 0.2$, $e_{01} = \sqrt{E_{01}}/U = 0.01$, $l_{01} = L_{01}/R = 0.1$. Числа Рейнольдса турбулентности центрального потока составили $Re_t = 6$ для $Re = 6000$ и $Re_t = 7$ для $Re = 7000$. Отметим, что число Рейнольдса турбулентности Re_t при дости-

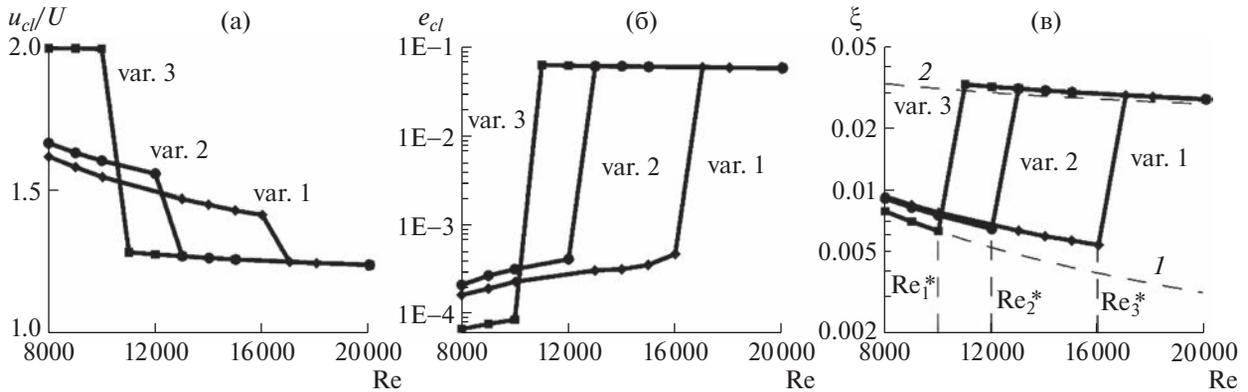


Рис. 8. Зависимости от числа Рейнольдса $Re = DU/\nu$ величин скорости u_{cl}/U (а), интенсивности турбулентности $e_{cl} = \sqrt{E_{cl}}/U$ (б) на оси трубы и коэффициента сопротивления ξ (в) для трех вариантов входных устройств (линии, точки). Линия 1 – $\xi = 64/Re$, линия 2 – $\xi = 0.316/Re^{1/4}$.

жении ламинаризации с ростом числа Рейнольдса от $Re = 3800$ до 6000 уменьшается с $Re_t = 20$ до $Re_t = 7$.

Изменение вдоль оси трубы относительной скорости u_{cl}/U и интенсивности турбулентности $e_{cl} = \sqrt{E_{cl}}/U$ на участке ламинаризации $z = x/D$ представлено на рис. 7. В расчетах ламинаризация течения достигнута только при числе $Re = 6000$.

2. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПРОФИЛЯ ВХОДНОЙ СКОРОСТИ НА ДОСТИЖЕНИЕ ЛАМИНАРИЗАЦИИ ПРИ НИЗКОМ УРОВНЕ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ВХОДЕ

Анализ экспериментальных результатов, полученных в [1], позволяет сделать вывод, что для повышения чисел Рейнольдса, при которых достигается ламинаризация, необходимо не только снизить уровень входной турбулентности, но и сформировать на входе поток с оптимальным профилем скорости. В связи с этим предлагается численное исследование влияния формы профиля входной скорости на возможность достижения ламинаризации потока при низкой интенсивности турбулентности на входе.

Организация течения с заданным профилем скорости была продемонстрирована в работе [9] при использовании профилированных хонейкомбов из тонкостенных трубок малого диаметра, создающих турбулентность с малой интенсивностью и малым масштабом порядка диаметра трубок.

Численное исследование проведено для трех различных вариантов входных профилей скорости, форма которых представлена в таблице

- – вариант 1 – М-образный профиль, аналогичный рассмотренному в [1, 15, 16], при $r_1/R = 0.9$, $r_2/R = 0.87$, $U_1/U_2 = 1.5$;
- – вариант 2 – Λ -образный профиль, аналогичный рассмотренному в [15, 16], при $r_1/R = 0.9$, $r_2/R = 0.87$, $U_1/U_2 = 0.6$;
- – вариант 3 – параболический профиль, рассмотрен в работе [9].

Во всех расчетах задавались следующие входные характеристики турбулентности: интенсивность турбулентности $e_0 = \sqrt{E_0}/u = 0.01$, где u – местная скорость, средний масштаб турбулентности $L_0/R = 0.05$.

Параболический профиль скорости (вариант 3), реализованный в [9] с использованием хонейкомба, интересен тем, что при достижении ламинаризации профиль скорости будет стремиться к своей первоначальной форме. Расчет показал, что значение коэффициента сопротивления ξ для данного варианта на всей длине меньше, чем для других рассмотренных вариантов начальных профилей и близко к значению $\xi = 64/Re$ для ламинарного потока.

Достижение ламинаризации при проведении расчетов, как и в [1], определялось по изменению относительной скорости u_{cl}/U (рис. 8а) и интенсивности турбулентности $e_{cl} = \sqrt{E_{cl}}/U$ (рис. 8б) на

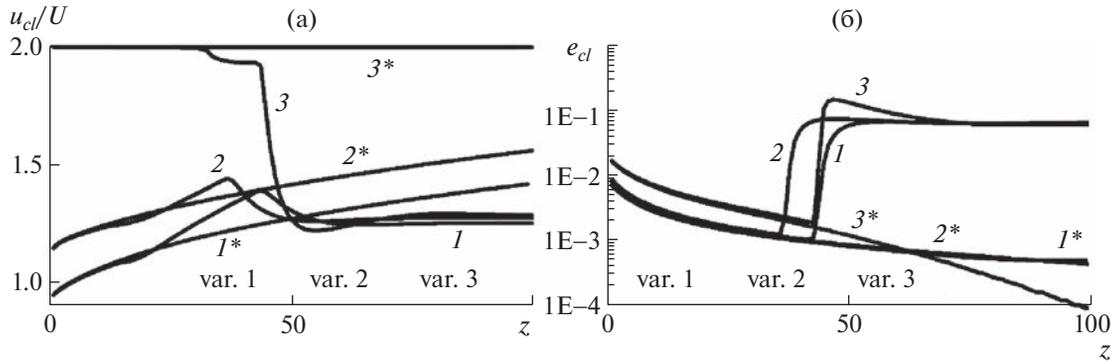


Рис. 9. Изменение по длине участка ламинаризации $z = x/D$ относительной скорости потока u_{cl}/U (а) и интенсивности турбулентности $e_{cl} = \sqrt{E_{cl}}/U$ (б) на оси трубы для трех вариантов входных устройств.

оси трубы, и коэффициента сопротивления ξ (рис. 8в). Расчеты проведены с изменением числа Рейнольдса с шагом $\Delta Re = 1000$.

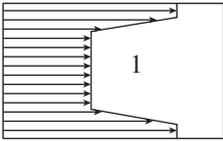
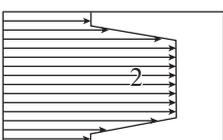
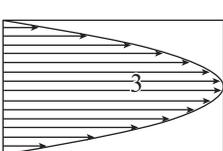
Из рис. 8 видно, что ламинаризация наступает при числах Рейнольдса в диапазоне $Re = (16-17) \times 10^3$ для варианта 1, $Re = (12-13) \times 10^3$ для варианта 2, и $Re = (10-11) \times 10^3$ для варианта 3.

На рис. 9 представлено изменение по длине $z = x/D$ относительной скорости u_{cl}/U (а) и интенсивности турбулентности $e_{cl} = \sqrt{E_{cl}}/U$ (б) на оси трубы для вариантов входных профилей скорости для чисел Рейнольдса, указанных в табл. 1.

Что касается расчетов при больших значениях чисел Рейнольдса (см. рис. 9), то такие расчеты проводились и на длинах больше 100 калибров трубы. На рис. 9 представлены параметры течения в области турбулизации течения, которая имеет место при $z \approx 50$. При $z > 80$ при турбулизации течения параметры практически не изменяются. В случае ламинаризации, при $z > 100$ параметры течения меняются монотонно. Профиль скорости потока стремится к параболическому, а энергия турбулентности стремится к нулю.

Для понимания влияния рассматриваемых профилей входной скорости на развитие турбулентности проведены расчеты профилей скорости и турбулентных характеристик для ряда сече-

Таблица 1

Вариант входного устройства	Число Рейнольдса		Обозначения на рис. 9, 13
	Re_1^*	16000	1*
	Re_1	17000	1
	Re_2^*	12000	2*
	Re_2	13000	2
	Re_3^*	10000	3*
	Re_3	11000	3

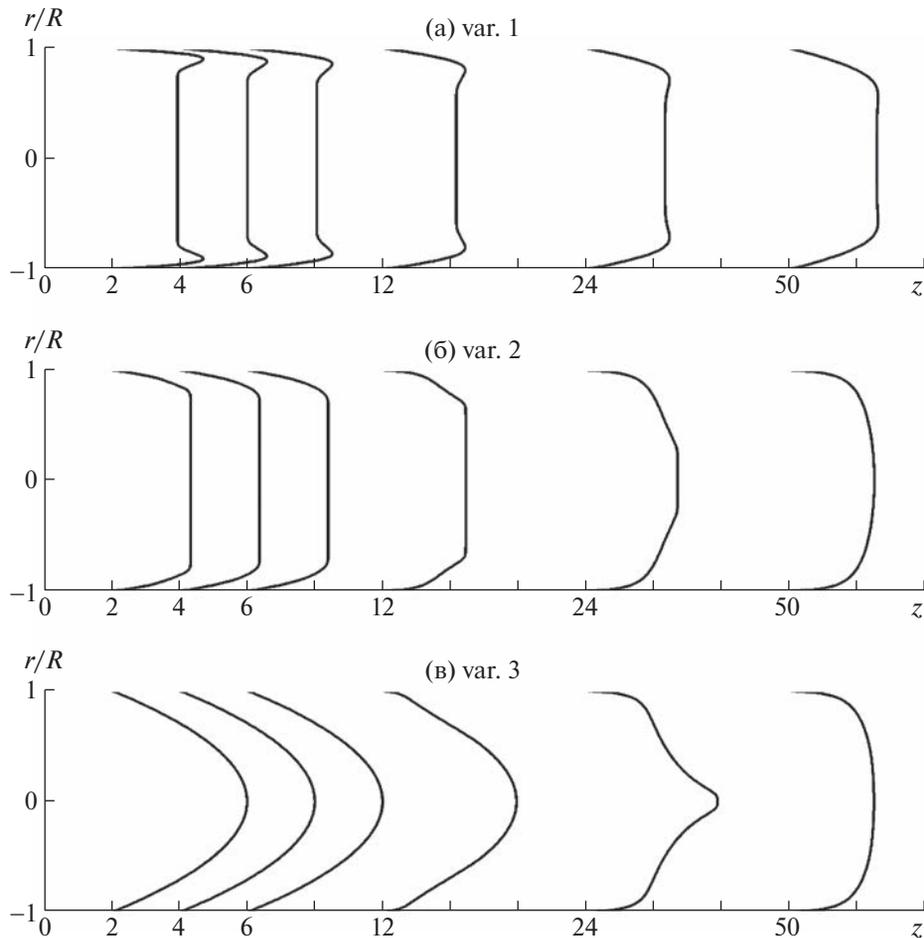


Рис. 10. Профили скорости u/U в сечениях по длине трубы: $z = 2, 4, 6, 12, 24, 50$ при числе Рейнольдса $Re = 14\,000$ для трех вариантов входных устройств: var. 1 (а), var. 2 (б) и var. 3 (в).

ний по длине трубы при $Re = 14000$. На рис. 10 показана относительная скорость $\bar{u} = u/U$, на рис. 11 – интенсивность турбулентности $e = \sqrt{E}/U$ и на рис. 12 – напряжение сдвига $\bar{\tau} = \tau/U^2$.

Профили скорости при $z \leq 12$ близки к входным, и существенная перестройка профилей скорости начинается с $z \approx 24$ и заканчивается при $z \geq 50$ (рис. 10). При этом для вариантов входных устройств 2 и 3 профили скорости практически соответствуют развитому турбулентному течению при числе Рейнольдса $Re = 14000$, а для варианта 1 профиль скорости стремится к параболическому и достигает его при $z > 100$.

Изменение профилей интенсивности турбулентности $e = \sqrt{E}/U$ (рис. 11) более существенно, чем профилей скорости особенно при $z \geq 12$. При $z \geq 12$ для варианта 1 величина e значительно уменьшается и при $z \geq 50$ близка к нулю. Для вариантов 2 и 3 величина e при $z \approx 24$ значительно возрастает по всему сечению трубы и при $z \geq 50$ близка к значениям e для развитого турбулентного течения.

Представляет интерес полученное в расчетах изменение напряжения сдвига $\tau = -\langle u'v' \rangle$, входящее, наряду с производной продольной скорости $\partial u/\partial r$, в определение генерации энергии турбулентности $P = -(\rho\tau \partial u/\partial r)$. На рис. 12 представлены профили безразмерной величины напряжения сдвига $\bar{\tau} = \tau/U^2$ в ряде сечений по длине трубы для трех вариантов начальных профилей скорости. Для течения с М-образным входным профилем скорости (вар. 1), имеющим пик скорости в пристеночной области, величина $\bar{\tau}$ при $z < 12$ положительна в отличие от отрицательных величин $\bar{\tau}$ для двух других вариантов входных скоростей. При $z \geq 12$ величина $\bar{\tau}$ близка к нулю, в

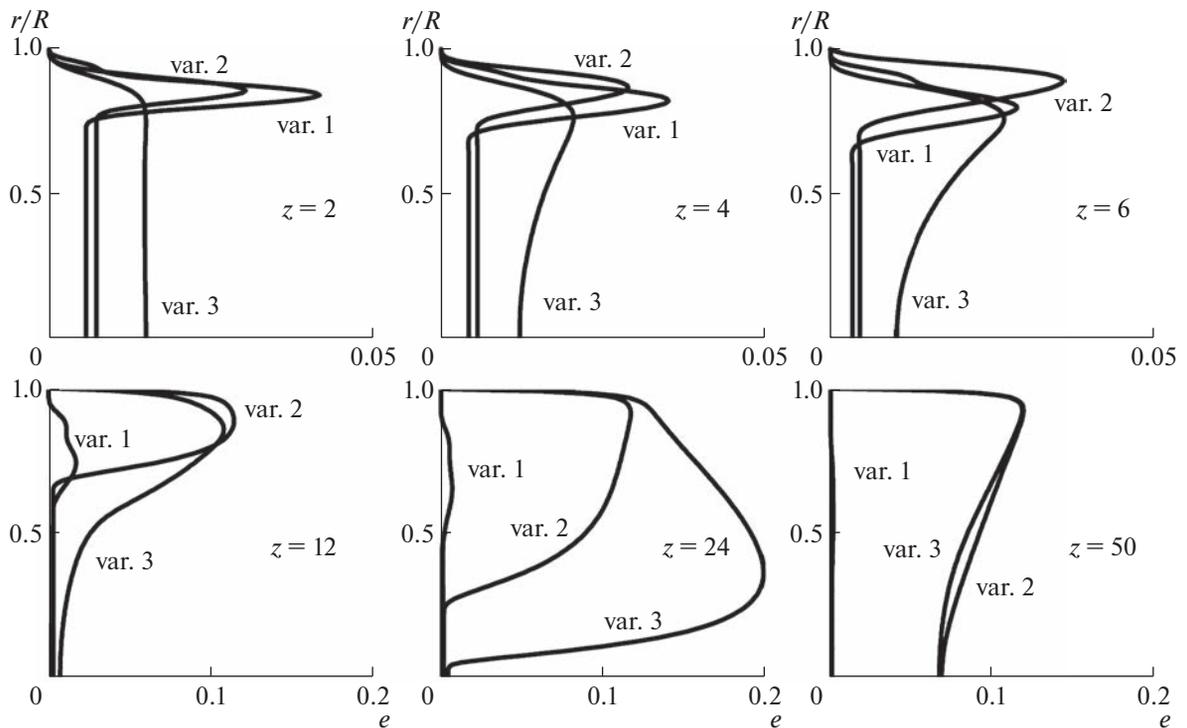


Рис. 11. Профили интенсивности турбулентности $e = \sqrt{E}/U$ в сечениях по длине трубы: $z = 2, 4, 6, 12, 24, 50$ при числе Рейнольдса $Re = 14000$ для трех вариантов входных устройств.

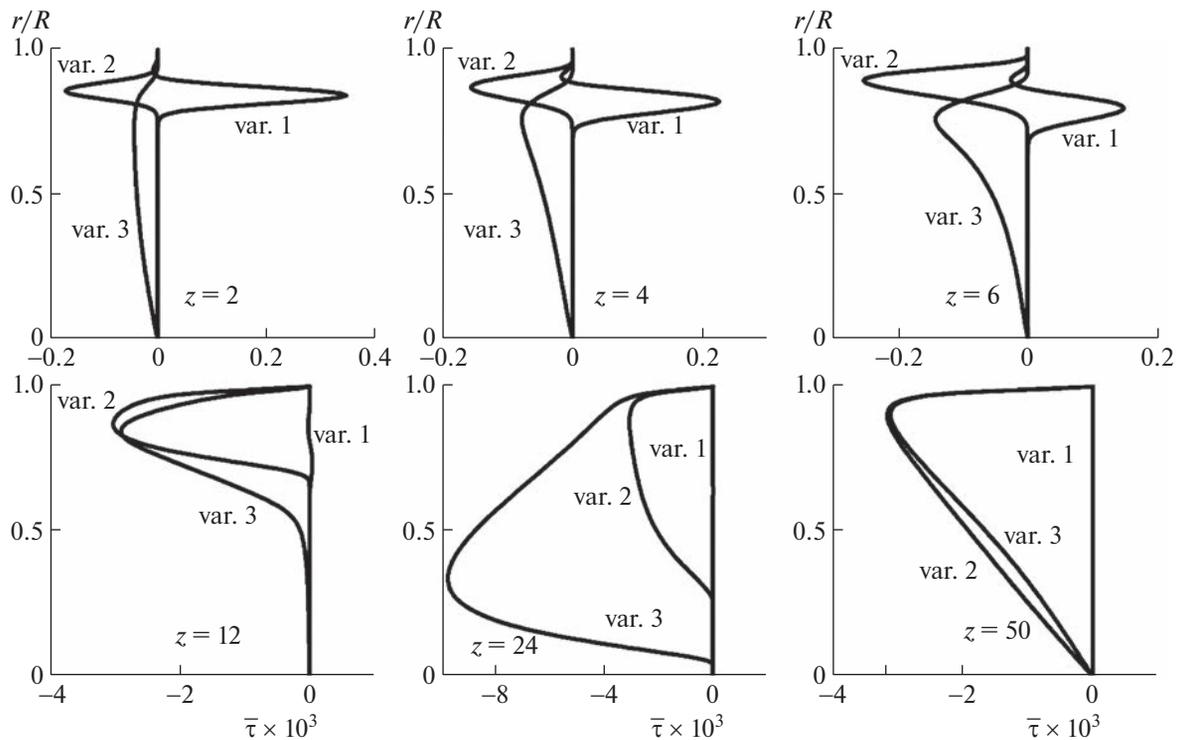


Рис. 12. Профили напряжения сдвига $\bar{\tau} = \tau/U^2$ в сечениях по длине трубы: $z = 2, 4, 6, 12, 24, 50$ при числе Рейнольдса $Re = 14000$ для трех вариантов входных устройств.

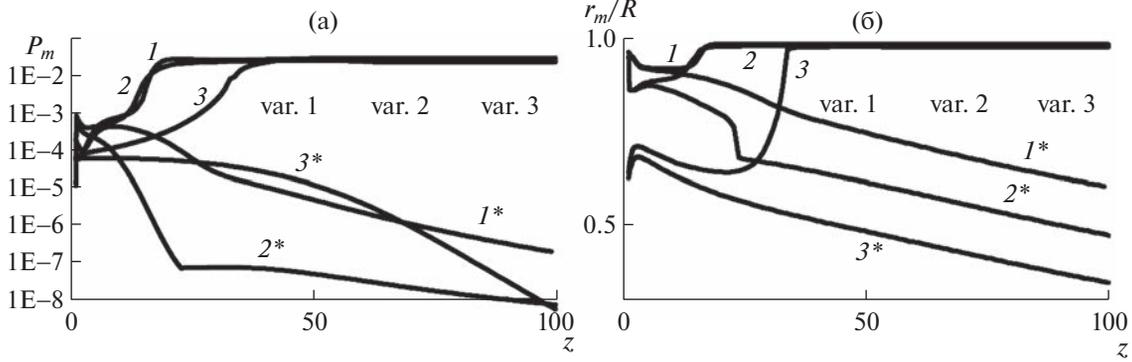


Рис. 13. Изменение максимальной величины генерации турбулентности $P_m = -(\rho\tau \partial u/\partial r)_m$ (а) и координаты максимума генерации r_m/R (б) по длине $z = x/D$ для трех вариантов входных устройств.

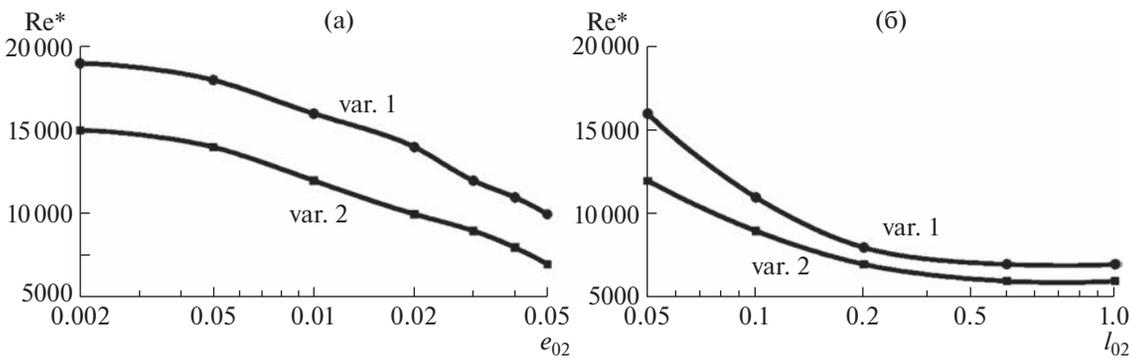


Рис. 14. Зависимость числа Рейнольдса ламинаризации Re^* от интенсивности турбулентности $e_{02} = \sqrt{E_{02}}/U_2$ ($e_{01} = 0.01, l_{01} = l_{02} = 0.05$) (а) и относительного масштаба турбулентности $l_{02} = L_{02}/R$ ($l_{01} = 0.005, e_{01} = e_{02} = 0.01$) (б) в центральном потоке для двух вариантов входных устройств (линии, точки).

то время как для вариантов 2, 3 при $z \approx 24$ она существенно возрастает (по модулю) по всему сечению трубы и при $z \geq 50$ близка к величине $\bar{\tau}$ для развитого турбулентного течения.

Расчетные профили величины генерации турбулентности $P = -(\rho\tau \partial u/\partial r)$ в ряде сечений по длине трубы для рассматриваемых вариантов входных профилей скорости показали, что генерация турбулентности для вариантов 1 и 2 максимальна в пристеночной области, где градиенты скорости велики. При $z \geq 12$ генерация турбулентности для варианта 1 близка к нулю, в то время как для вариантов 2 и 3 при $z \approx 24$ она существенно возрастает и при $z \geq 50$ близка к величине для развитого турбулентного течения с максимумом вблизи стенки. Отметим, что эволюция профиля генерации турбулентности соответствует характеру изменения профиля интенсивности турбулентности (см. рис. 11).

На рис. 13 представлено изменение по длине максимума генерации турбулентности $P_m = -(\rho\tau \partial u/\partial r)_m$ и его координаты r_m/R . Полученные результаты расчета, как и результаты эксперимента [1] (см. рис. 6), показывают, что при ламинаризации течения генерация подавляется, при этом ее максимум смещается от пристеночной области к оси трубы. Если ламинаризация не происходит, то по мере установления режима развитой турбулентности максимум генерации возрастает, и r_m/R остается в пристеночной области.

Начальные характеристики турбулентности в трех рассмотренных вариантах были приняты одинаковыми ($e_0 = \sqrt{E_0}/u = 0.01, l_0 = L_0/R = 0.05$). Для вариантов 1 и 2 с формированием в начальном сечении двухзонного течения исследовано также влияние входных величин интенсивности турбулентности $e_{02} = \sqrt{E_{02}}/U_2$ ($l_{02} = L_{02}/R = 0.05$) и масштаба турбулентности $l_{02} = L_{02}/R$ ($e_{02} = \sqrt{E_{02}}/U_2 = 0.01$) в центральной зоне на число Рейнольдса, при котором происходит ламинаризации течения. Эти результаты показаны на рис. 14.

Уменьшение начального значения интенсивности турбулентности e_{02} в центральной зоне значительно увеличивает число Рейнольдса ламинаризации Re^* (рис. 14а). Для вар. 1 с большей скоростью потока вблизи стенки это повышение заметно больше, чем для вар. 2. Влияние на величину Re^* начального масштаба турбулентности l_{02} (рис. 14б) существенно для масштабов $l_{02} < 0.2$, а при $l_{02} > 0.2$ начальный масштаб турбулентности практически не влияет на Re^* . Это свидетельствует о чувствительности результатов расчета к входному значению величины относительного масштаба турбулентности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием трехпараметрической RANS-модели турбулентности проведено численное исследование развития турбулентного течения в круглой трубе при различных входных параметрах с целью определения возможности вырождения турбулентности в потоке и достижения ламинаризации течения в круглой трубе.

При заданных значениях масштаба и интенсивности турбулентности, оценка которых в расчете, за неимением экспериментальных данных, проведена приближенно, получено удовлетворительное соответствие результатов расчетов течений с замедленным потоком в центральной и ускоренным — в пристеночной области трубы, сформированных с помощью специальных входных устройств [1], с результатами экспериментов по основным параметрам течения и числам Рейнольдса ламинаризации.

Проведено численное исследование течений с тремя вариантами неоднородных входных профилей скорости и заданной на входе мелкомасштабной турбулентностью с интенсивностью, определенной по местной скорости u , $e_0 = \sqrt{E_0}/u = 0.01$ и масштабом $L_0/R = 0.05$. Расчеты показали, что ламинаризация течения может быть достигнута при числах Рейнольдса больше 10000.

Исследованы три варианта течений с неоднородными профилями входной скорости. Наибольшее число Рейнольдса ламинаризации получено в варианте 1, экспериментально исследованном в работе [1]. В этом варианте входной поток замедлен в центральной и ускорен в пристеночной области трубы. Достигнутое число Рейнольдса ламинаризации — $Re^* = 16000$. Для варианта 2, где ускоренный поток в центральной области, а замедленный — в пристеночной области трубы, число Рейнольдса ламинаризации оказалось меньше $Re^* = 12000$. Для варианта 3 с входным параболическим профилем скорости число Рейнольдса ламинаризации оказалось наименьшим: $Re^* = 10000$.

Показано, что для повышения числа Рейнольдса ламинаризации необходимо уменьшить интенсивность и масштаб турбулентности в начальном сечении. Так, для варианта 1 формирующего устройства уменьшение начальной интенсивности турбулентности с $e_0 = 1\%$ до $e_0 = 0.5\%$ при масштабе турбулентности $l_0 = 0.05$ величина Re^* увеличивается с 16000 до 18000.

Результаты проведенного численного исследования показывают, что независимое управление профилем скорости и характеристиками турбулентности в начальном сечении потока позволяет найти эффективное решение практических и исследовательских задач, в том числе связанных с ламинаризацией течения в трубах. Для реализации такого управления необходимо направить усилия на разработку достаточно простых и технологичных способов формирования потоков с оптимальным профилем скорости и мелкомасштабной турбулентностью с низкой интенсивностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-19-00404).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kühnen J., Scarselli D., Schaner M., Hof B. Relaminarization by steady modification of the streamwise velocity profile in a pipe // Flow Turbulence Combust. 2018. № 100. P. 919–943.
2. Scarselli D., Kühnen J., Hof B. Relaminarising pipe flow by wall movement // J. Fluid Mech. 2019. Vol. 867. P. 934–948.
3. Kühnen J., Song B., Scarselli D., Budanur N.B., Riedl M., Willis A.P., Avila M., Hof B. Destabilizing turbulence in pipe flow // Nat. Phys. 2018. V. 14. P. 386–390.

4. *Laws E.M., Livesey J.L.* Flow through screens // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1978. V. 10. №1. P. 247–266.
5. *Lumley J.L., McMahon J.F.* Reducing water tunnel turbulence by means of a honeycomb // *J. Fluids Eng.* 1967. V. 89. № 4. P. 764–770.
6. *Навознов О.И., Павельев А.А.* О переходе к турбулентности в спутных струях // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1969. № 6. С. 131–136. = *Navoznov O.I., Pavel'ev A.A.* Transition to turbulence in coflowing jets // *Fluid Dyn.* 1969. V. 4. P. 84–88.
7. *Навознов О.И., Павельев А.А., Яценко А.В.* О переходе к турбулентности в затопленных и спутных струях // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1972. № 4. С. 148–154. = *Navoznov O.I., Paveliev A.A., Yatsenko A.V.* The transition to turbulence in submerged jets and wakes // *Fluid Dyn.* 1972. V. 7. № 4. P. 672–678.
8. *Навознов О.И., Павельев А.А.* Влияние начальных условий на течение осесимметричных спутных струй // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1980. № 4. С. 18–24. = *Navoznov O.I., Pavel'ev A.A.* Influence of the initial conditions on axisymmetric jets in a parallel flow // *Fluid Dyn.* 1980. V. 15. P. 488–493.
9. *Коляда В.В., Павельев А.А.* Влияние профиля скорости на входе в круглую трубу на переход к турбулентности // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1986. № 4. С. 166–169. = *Kolyada V.V., Pavel'ev A.A.* Effect of the velocity profile at the inlet to a circular pipe on the transition to turbulence // *Fluid Dyn.* 1986. V. 21. P. 650–653.
10. *Kühnen J., Scarselli D., Hof B.* Relaminarization of Pipe Flow by Means of 3D-Printed Shaped Honeycombs // *J. Fluids Eng.* 2019. V. 141. № 11. 111105.
11. *Зайко Ю.С., Решмин А.И., Тепловодский С.Х., Чичерина А.Д.* Исследование затопленных струй с увеличенной длиной начального ламинарного участка // *Изв. РАН. МЖГ.* 2018. № 1, С. 97–106. = *Zaiko Y.S., Reshmin A.I., Teplovodskii S.K., Chicherina A.D.* Investigation of Submerged Jets with an Extended Initial Laminar Region // *Fluid Dyn.* 2018. V. 53. P. 95–104.
12. *Zaiko Y.S., Teplovodskii S.K., Chicherina A.D., Vedenev V.V., Reshmin A.I.* Formation of free round jets with long laminar regions at large Reynolds numbers // *Phys. Fluids.* 2018. V. 30. No 4. 043603.
13. *Решмин А.И., Трифонов В.В., Тепловодский С.Х.* Круглый короткий диффузор с большой степенью расширения и проницаемой перегородкой // *Изв. РАН. МЖГ.* 2012. № 5. С. 32–39. = *Reshmin A.I., Teplovodskii S.K., Trifonov V.V.* Short round diffuser with a high area ratio and a permeable partition // *Fluid Dyn.* 2012. V. 47. P. 583–589.
14. *Eckhardt B.* Introduction. Turbulence transition in pipe flow: 125th anniversary of the publication of Reynolds' paper // *Phil. Trans. R. Soc. A.* 2009. V. 367. P. 449–455.
15. *Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е.* Управление турбулентными пограничными слоями: результаты экспериментов и расчетные модели. Сб. Механика и научно-технический прогресс. Т. 2. Механика жидкости и газа, М.: Наука, 1987. С. 67–89. = *Lushchik V.G., Pavel'ev A.A., Yakubenko A.E.* Turbulent boundary layer control: experimental data and theoretical models. *Mechanical engineering and applied mechanics. 2 (Fluid mech.).* 1987. P. 61–82.
16. *Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е.* Турбулентные течения. Модели и численные исследования (обзор) // *Изв. РАН. МЖГ.* 1994. № 4. С. 4–27. = *Lushchik V.G., Pavel'ev A.A., Yakubenko A.E.* Turbulent flows. Models and numerical investigation. A review // *Fluid Dyn.* 1994. V. 29. № 4. P. 440–457.
17. *Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е.* Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1978. № 3. С. 13–25. = *Lushchik V.G., Pavel'ev A.A., Yakubenko A.E.* Three-parameter model of shear turbulence // *Fluid Dynamics.* 1978. V. 13. № 3. P. 350–360.)
18. *Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Макарова М.С.* Численное исследование течения в трубе с отсосом газа через проницаемые стенки // *Изв. РАН. МЖГ.* 2014. № 3. С. 74–81. = *Leont'ev A.I., Lushchik V.G., Makarova M.S.* Numerical investigation of tube flow with suction through permeable walls // *Fluid Dyn.* 2014. V. 49. P. 362–368.
19. *Лущик В.Г., Макарова М.С., Решмин А.И.* Ламинаризация потока при течении с теплообменом в плоском канале с конфузуром // *Изв. РАН. МЖГ.* 2019. № 1. С. 68–77. = *Lushchik V.G., Makarova M.S., Reshmin A.I.* Laminarization of Flow with Heat Transfer in a Plane Channel with a Confuser // *Fluid Dyn.* 2019. V. 54. P. 67–76.
20. *Makarova M.S., Lushchik V.G.* Numerical simulation of turbulent flow and heat transfer in tube under injection of gas through permeable walls // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. V. 891. № 012066.
21. *Люзнов Г.Л., Лущик В.Г., Макарова М.С., Якубенко А.Е.* Влияние турбулентности набегающего потока на течение и теплообмен в пограничном слое на пластине // *Изв. РАН. МЖГ.* 2012. № 5. С. 40–42. = *Lioznov G.L., Lushchik V.G., Makarova M.S., Yakubenko A.E.* Freestream turbulence effect on flow and heat transfer in the flat-plate boundary layer. *Fluid Dyn.* 2012. V. 47. P. 590–592.

22. *Никитин Н.В., Павельев А.А.* Турбулентные течения в канале с проницаемыми стенками. Результаты прямого численного моделирования и трехпараметрической модели Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 6. С. 18–26. = *Nikitin N.V., Pavel'ev A.A.* Turbulent flow in a channel with permeable walls. Direct numerical simulation and results of three-parameter model // *Fluid Dyn.* 1998. Vol. 33. P. 826–832.
23. *Reshmin A.I., Trifonov V.V., Teplovodskii S.K.*, 2014. Turbulent Flow in a Conical Diffuser With a Small Divergence Angle at Reynolds Numbers Less Than 2000, in: Volume 1C, Symposia: Fundamental Issues and Perspectives in Fluid Mechanics; Industrial and Environmental Applications of Fluid Mechanics; Issues and Perspectives in Automotive Flows; Gas-Solid Flows: Dedicated to the Memory of Professor Clayton T. Crowe; American Society of Mechanical Engineers.
24. *Павельев А.А., Решмин А.И.* Переход к турбулентности на начальном участке круглой трубы // Изв. РАН. МЖГ. 2001. № 4. С. 113–121. = *Pavel'yev A.A., Reshmin A.I.* Turbulent transition in the inlet region of a circular pipe // *Fluid Dyn.* 2001. V. 36. P. 626–633.

УДК 532.526

ВЛИЯНИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ПОТОКА БОКОВЫМИ СТЕНКАМИ НА ПОПЕРЕЧНОЕ ОБТЕКАНИЕ КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА ПРИ УМЕРЕННЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

© 2023 г. О. А. Душина^{a,*}, Е. И. Калинин^{a,b,**}, М. А. Ключев^{a,c,***},
А. Б. Мазо^{a,b,****}, В. М. Молочников^{a,c,*****}

^aФедеральный исследовательский центр Казанский научный центр РАН, Казань, Россия

^bКазанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

^cКазанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева (КАИ),
Казань, Россия

*E-mail: o.a.dushina@mail.ru

**E-mail: kalininei@yandex.ru

***E-mail: yahoo_099@mail.ru

****E-mail: abmazo1956@gmail.com

*****E-mail: vmolochnikov@mail.ru

Поступила в редакцию 28.06.2022 г.

После доработки 10.10.2022 г.

Принята к публикации 11.10.2022 г.

Выполнено численное и экспериментальное исследование влияния ограничения потока по трансверсальной координате на поперечное обтекание кругового цилиндра при числе Рейнольдса (по диаметру цилиндра и скорости невозмущенного потока) от 40 до 255. В экспериментах цилиндр располагался в канале прямоугольного поперечного сечения, а при численном моделировании на ограничивающих поток боковых стенках ставились три типа граничных условий: периодические граничные условия, условия скольжения и прилипания. Особое внимание уделено вихревой структуре течения в следе цилиндра. Показано, что только в случае граничных условий прилипания, в области соединения цилиндра с боковыми стенками формируются спиралевидные вихри, движущиеся к плоскости симметрии канала. При их взаимодействии в центре канала образуются вихревые сгустки и наблюдаются признаки турбулизации потока в следе. При периодических граничных условиях и условиях скольжения на боковых стенках спиралевидные вихри отсутствуют, а в диапазоне Re от 200 до 250 в следе цилиндра реализуются моды А и Б трехмерной неустойчивости и переход к турбулентности. Получена оценка влияния ширины канала и типа граничных условий на его боковых стенках на структуру вихревого следа за цилиндром и интегральные параметры его обтекания.

Ключевые слова: обтекание кругового цилиндра, стенки канала, переход к турбулентности, моды А и Б трехмерной неустойчивости, граничные условия, прямое численное моделирование

DOI: 10.31857/S0568528122600448, EDN: AIEIPR

Обтекание кругового цилиндра потоком вязкой жидкости моделирует широкий класс отрывных течений около затупленных тел; этой задаче гидродинамики посвящено значительное количество экспериментальных и численных исследований, например, [1–5], главной целью которых обычно является интегральная характеристика – зависимость коэффициента сопротивления цилиндра или частоты срыва вихрей от числа Рейнольдса. В большинстве публикаций неявно предполагается, что результаты относятся к поперечному обтеканию бесконечно длинного цилиндра безграничным равномерным потоком вязкой жидкости. Это относится и к классическим экспериментальным результатам разных авторов, представленным в [6] на рис. 1.4. Между тем, любые реальные лабораторные измерения проводятся в потоках, ограниченных стенками, что может влиять не только на вихревую картину течения в следе, но и на интегральные параметры обтекания препятствия.

При поперечном обтекании длинного цилиндра диаметра d однородным, со скоростью $\mathbf{u} = (U, 0, 0)$, безграничным потоком жидкости вязкости ν режим течения в следе за телом определяется критерием подобия Рейнольдса $Re = Ud/\nu$, причем с ростом этого числа наблюдается потеря устойчивости одного режима течения и замена его другим. Согласно [7] при $Re_1^* \approx 5$ происходит стационарное двумерное (в плоскости xu , ортогональной оси цилиндра), безотрывное обтекание, которое сменяется отрывным следом с парой симметричных стационарных вихревых зон за телом. Эти зоны увеличиваются с ростом числа Рейнольдса, и при $Re < Re_2^* \approx 41$ теряют устойчивость, формируя двумерную вихревую дорожку Кармана с периодическим срывом вихрей с поверхности цилиндра [7]. Картина течения остается двумерной [5] вплоть до $Re < Re_3^* \approx 180$, когда происходит переход к трехмерному течению в следе за препятствием.

До последнего десятилетия прошлого века основное внимание в исследованиях поперечно обтекаемого цилиндра уделялось номинально двумерному процессу формирования вихрей в следе. В экспериментах это условие старались обеспечить за счет увеличения удлинения цилиндра. Так, в работе [8] представлены результаты визуализации структуры вихрей, сходящих с поверхности цилиндра, которые получены на буксируемых моделях с удлинением порядка 150 и 300 (диаметр цилиндров d составлял 3.28 и 6.57 мм, а длина L порядка 1 м). В лабораторных экспериментах [9] удлинение цилиндра было доведено до нескольких тысяч диаметров. Тем не менее, как отмечается в [10], в настоящее время полностью исключить влияние граничных условий на концах цилиндра в экспериментах невозможно.

Численное моделирование поперечного обтекания цилиндра часто выполняют по двумерной модели, напр., [11]. В трехмерных расчетах для имитации обтекания бесконечно длинного цилиндра безграничным потоком подавляющее большинство исследователей ставят на боковых границах конечной расчетной области либо периодические граничные условия, либо условия свободного скольжения [12–17]. В обоих случаях касательные напряжения на боковых границах равны нулю, вязкий пограничный слой там не формируется, и его взаимодействие с областью отрыва потока за цилиндром не происходит. В [10] данный прием назван “эффективным числовым трюком”, используемым для экономии вычислительных ресурсов. Однако, как показывают многочисленные результаты подобных расчетов, размер расчетной области по размаху цилиндра оказывает влияние на распределение характеристик потока в его ближнем следе [15–17].

Известно, что при $150 < Re < 300$ в следе поперечно обтекаемого цилиндра происходят переходные процессы. Впервые на их существование в этом диапазоне чисел Рейнольдса указано в [18], где автор обнаружил крупномасштабные трехмерные неоднородности поля скорости. На графике зависимости безразмерной частоты образования вихрей (числа Струхала St) от числа Re эти явления отображаются в виде двухступенчатых изменений. При $Re_3^* \approx 180$ наблюдается резкое падение St , а при увеличении Re до $Re = Re_4^* \approx 240$ – резкое увеличение числа Струхала [5, 8, 18]. Первое изменение исследователи связывают с появлением продольных вихревых пар с масштабом длины порядка $3-4d$, так называемой моды неустойчивости А. Второе изменение, режим неустойчивости моды Б, связано с формированием коротких вихревых образований длины d и характеризуется постепенной передачей энергии к ним от вихрей моды А. Моды неустойчивости А и Б описаны в [5, 8], где система вихрей, сходящих с поверхности цилиндра, визуализировалась с помощью флуоресцентного красителя, смываемого с поверхности обтекаемого тела и возбуждаемого при помощи лазерного излучения.

При прямом численном моделировании обтекания цилиндра моды неустойчивости А и Б были впервые обнаружены в работах [19, 20]. Отметим, что в расчетах использовались периодические граничные условия на боковых границах расчетной области. Эксперименты [20] проводились с цилиндрами удлинения от 50 до 133, причем для обеспечения близкого к двумерному режиму обтекания цилиндр снабжался концевыми шайбами, которые устанавливались на некотором расстоянии от боковых стенок канала, отсекая тем самым развивающийся на них вязкий пограничный слой.

Можно констатировать, что практически все результаты формирования вихревых структур за поперечным круговым цилиндром на переходных режимах течения получены при условии минимизации (в эксперименте) или отсутствия (при численном моделировании) влияния боковых стенок.

Попытки оценить влияние граничных условий прилипания на боковых границах расчетной области на обтекание цилиндра предпринимались крайне редко. Одно из немногих исследований в этом направлении выполнено в [10] с использованием метода моделирования крупных вихрей (LES) для турбулентного потока. Расчеты показали, что, несмотря на наличие двумерной

области в центральной зоне канала при $L/d = 24$, статистические характеристики турбулентного течения в этой области существенно отличаются от случая периодических граничных условий, а сдвиговые слои за цилиндром оказались более устойчивыми, что задерживало образование турбулентного следа. Однако эти исследования выполнены только для одного значения $Re = 3900$ и не затрагивают вопросов, связанных с переходом к трехмерной структуре следа при умеренных числах Рейнольдса порядка 10^2 .

В [21] на основе решения нестационарных уравнений Навье–Стокса несжимаемой жидкости в естественных переменных изучается структура течения в следе цилиндра при наличии боковых стенок канала и различных сочетаниях числа Рейнольдса ($50 < Re < 100$) и удлинения цилиндра ($5 < L/d < 90$). Особое внимание уделяется формированию и характеристикам вихревых структур в области соединения цилиндра и боковых стенок. Обнаружен ячеистый характер этих структур, установлены основные закономерности их эволюции в зависимости от сочетания варьируемых параметров. Предпринята попытка классификации этих структур и описания механизма их зарождения и развития. Как показано в [21], в местах крепления цилиндра к боковым стенкам формируются дополнительные крупномасштабные вихревые структуры, движущиеся к центру потока. Они способны не только заметно исказить идеальную картину обтекания цилиндра безграничным потоком в виде вихревой дорожки Кармана, но и повлиять на интегральные параметры потока, такие как коэффициент сопротивления. Борьба с указанными искажениями сводится к снижению влияния пограничного слоя на боковых стенках канала. Для этого в лабораторных экспериментах и численном моделировании увеличивают относительное удлинение цилиндра (расширение канала) или применяют установку концевых шайб. При численном моделировании, кроме того, на боковых стенках (границах расчетной области по размаху цилиндра) вместо реальных граничных условий прилипания ставят специальные граничные условия, обеспечивающие отсутствие касательных напряжений и пограничного слоя (периодические граничные условия или условия скольжения).

Существенно трехмерный характер вихревой структуры течения наблюдается и при поперечном обтекании цилиндрических тел конечного (малого) удлинения в условно безграничном внешнем потоке. Большинство подобных исследований выполнено при умеренно высоких числах Рейнольдса [22–24]. Особый интерес представляет изучение структуры такого течения при малых числах Рейнольдса: эксперименты и численное моделирование таких течений встречаются достаточно редко [25, 26]. В [27] представлены результаты совместного численного и экспериментального исследования вихревых структур, формирующихся при обтекании кругового цилиндра конечного размаха в диапазоне чисел Рейнольдса Re от 50 до 150 при отношении размаха цилиндра к его диаметру L/d от 1.5 до 5. Обнаружено новое физическое явление: в некотором диапазоне параметров $Re - L/d$ течение в следе цилиндра является стационарным, отрывным и дважды симметричным. Встречные линии тока в плоскости биссекционного сечения (плоскости, проходящей через ось цилиндра) и в соседних параллельных ей плоскостях могут приводить к формированию источникоподобного течения в следе в центральной плоскости поперечного сечения цилиндра. При этом центр источника совпадает с так называемой седловой точкой в плоскости биссекционного сечения. Авторами [27] выполнена классификация схем течения и высказано предположение о существовании нового типа неустойчивости течения в следе. Выявлены закономерности изменения коэффициента сопротивления цилиндра в исследуемом диапазоне параметров.

Особенности трехмерной вихревой структуры течения при отрыве потока за цилиндрическими телами некруглого поперечного сечения – прямоугольными крыльями малого удлинения в условно безграничном потоке при малых скоростях – представлены в серии работ [28–30]. Показаны формирование крупномасштабных вихревых структур вблизи концов крыла на его верхней поверхности и положение области ламинарно-турбулентного перехода вблизи передней кромки крыла. Проанализирована эволюция этой области с увеличением угла атаки.

Таким образом, в области соединения поперечно обтекаемого цилиндра с боковыми стенками канала или в зоне концевых сечений цилиндрических тел конечного размаха в безграничном внешнем потоке при низких числах Рейнольдса формируются трехмерные крупномасштабные вихревые структуры, топология которых определяется геометрией течения (цилиндр в канале или цилиндр конечного размаха в безграничном потоке), соотношением сторон L/d цилиндрического тела и числом Рейнольдса. Представляется, что механизмы формирования упомянутых вихревых структур имеют общую физическую природу. Целью настоящих исследований является экспериментальное и численное изучение влияния ограничения потока по трансверсальной координате на закономерности формирования вихревой структуры течения в следе поперечного

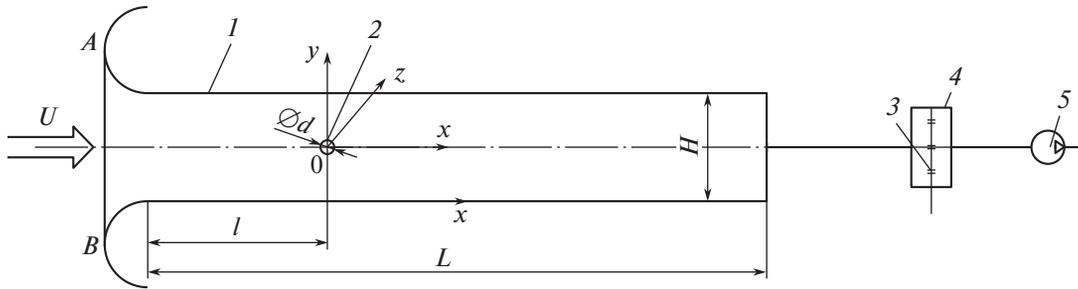


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – рабочий участок; 2 – цилиндр; 3 – герметичная перегородка с набором критических сопел; 4 – ресивер; 5 – вакуумный насос.

кругового цилиндра при низких и умеренных числах Рейнольдса порядка 10^2 . На ограничивающих течения боковых стенках ставятся граничные условия прилипания (эксперимент и численное моделирование), условия периодичности и скольжения (численное моделирование). Варьируются число Рейнольдса и удлинение цилиндра (ширина канала). Оценивается влияние этих параметров, а также типа граничных условий на интегральные характеристики обтекания цилиндра.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Экспериментальные исследования проводились в специализированной экспериментальной установке – рис. 1. Расход воздуха в тракте установки обеспечивался вакуумным насосом 5, и поддерживался постоянным на каждом режиме при помощи дискретного набора критических сопел 3, расположенных на герметичной перегородке ресивера 4. Таким образом, на соплах во всем исследуемом диапазоне расходов создавался перепад давления выше некоторого критического значения. При выполнении этого условия обеспечивается постоянство объемного расхода газа через сопла, а величина расхода определяется только площадью проходного сечения сопла. Принцип работы и методика использования критических сопел для определения расхода газа подробно изложены в Международном стандарте ISO 9300 [31]. Это свойство критических сопел позволяет использовать их в качестве образцового средства измерения объемного расхода [31]. Сопла прошли соответствующую процедуру поверки. Погрешность поддержания заданного значения расхода не превышала 0.25%.

Рабочий участок установки 1 был выполнен в форме канала прямоугольного поперечного сечения шириной $B = 50$ мм и высотой $H = 20$ мм. Длина рабочего участка составляла $L = 250$ мм. Все стенки участка были выполнены светопрозрачными для обеспечения возможности видеосъемки картины течения. Участок снабжен плавным входом, выполненным по лемнискату Бернулли и обеспечивающим степень поджатия потока 6:1 (отношение площади входа в плоскости AB к площади поперечного сечения рабочего участка, см. рис. 1). Поперечный круговой цилиндр устанавливался в рабочем участке на равном удалении от его верхней и нижней стенок на расстоянии $l = 100$ мм от плавного входа. Цилиндр имел диаметр $d = 3$ мм и длину, равную ширине канала B . Таким образом, удлинение цилиндра составляло $B/d = 16.7$, что значительно выше, чем обычно рекомендуется в экспериментах (см., напр., [10]) для получения близкого к двумерному течению в центральной части его следа.

Визуализация течения выполнялась методом дымящейся проволоки, для чего тонкие (0.3 мм) нихромовые проволочки с нанесенным на них слоем масла устанавливались вблизи широкой части плавного входа в рабочий участок. При пропускании тока через проволочки масло испарялось, создавая концентрированный дымовой след. Съемки картины течения проводились в световом ноже в вертикальной плоскости xz ($y = 0$) и в горизонтальной плоскости xy ($z = 0.5$), касающейся верхней образующей цилиндра. Частота съемки составляла 700 кадр/с. Световой нож создавался лазером непрерывного действия KLM-532/5000.

Помимо визуализации, выполнялись измерения мгновенных векторных полей скорости потока с использованием оригинального метода SIV (Smoke Image Velocimetry) [32, 33]. Метод SIV является аналогом классического метода PIV, однако, в отличие от последнего, использует многократно более высокую концентрацию трассеров (мелкие взвешенные частицы водного раствора глицерина размером от 1 до 5 мкм). Благодаря этому при обработке покадрового изображения

рассматривается не перемещение отдельных точек (трассеров), а фрагментов с наиболее похожим друг на друга распределением яркости. Эта особенность техники SIV обеспечивает более высокое, по сравнению с PIV, пространственное разрешение и способствует снижению шумов измерений. Эксперименты проводились в диапазоне изменения числа Рейнольдса от 60 до 250.

Термоанемометрические измерения не выявили турбулентных пульсаций скорости потока на входе в канал. Измерения выполнялись во входном сечении рабочего участка (в выходном сечении плавного входа) и в области установки цилиндра термоанемометром постоянной температуры с нитяным датчиком, чувствительный элемент которого представлял собой вольфрамовую проволоку диаметром 5 мкм и длиной 1.5 мм. Частота опроса датчика 14-разрядным АЦП L-Card составляла 10 кГц. Измерения подтвердили, что во всем исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса в канале без цилиндра сохранялось стационарное ламинарное течение. Поэтому именно установка в канале поперечного цилиндрического препятствия является единственной причиной возникновения нестационарных трехмерных вихревых структур и перехода к турбулентности в следе за телом при $Re \sim 100$.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Прямое численное моделирование исследуемого течения выполнено на основе решения трехмерных нестационарных уравнений Навье–Стокса для несжимаемой жидкости в безразмерных естественных переменных

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad i = 1, 2, 3 \\ \frac{\partial u_j}{\partial x_j} &= 0; \quad Re = \frac{Ud}{\nu} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Уравнения (2.1) записаны в безразмерной форме; принято соглашение о суммировании по повторяющимся индексам. Декартовы координаты x_i , $i = 1, 2, 3$ отнесены к диаметру цилиндра d . Компоненты u_i вектора скорости \mathbf{u} нормированы на среднюю расходную скорость U , время t – на масштаб d/U , а давление p отнесено к величине скоростного напора ρU^2 , ρ – плотность воздуха при температуре 20°C. Таким образом, все приведенные ниже результаты численного моделирования и физического эксперимента представлены в безразмерном виде.

Во входном сечении канала задается равномерный единичный профиль скорости: $u_x = 1$, $u_y = u_z = 0$. На выходной границе расчетной области ставятся конвективные граничные условия [34, 35], обеспечивающие свободный выход потока

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0, \quad i = 1, 2, 3$$

На поверхности кругового цилиндра, на верхней и нижней горизонтальных стенках канала ставится граничное условие прилипания $\mathbf{u} = 0$. Что касается левой (*Left*) и правой (*Right*) боковых стенок канала, то для расчета физически содержательных вариантов течения там задается граничное условие прилипания. При моделировании обтекания бесконечно длинного цилиндра безграничным в трансверсальном направлении потоком на этих границах ставятся либо условия периодичности

$$\mathbf{u}, \quad \left. \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial n} \right|_{Left} = \mathbf{u}, \quad - \left. \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial n} \right|_{Right}$$

либо условие свободного скольжения

$$u_n = 0, \quad \left. \frac{\partial u_\tau}{\partial n} \right|_{Left, Right} = 0$$

Здесь n и τ – внешняя нормаль и касательная к боковым границам.

В качестве начального условия берется состояние покоя, $t=0$, $\mathbf{u} = 0$. Заметим, что данное начальное условие не согласовано с граничным условием $u_x = 1$ на входе в канал. Это приводит к тому, что требуется некоторое время релаксации, порядка 200, прежде чем численное решение задачи приобретет характер установившихся автоколебаний. В дальнейшем, при описании результатов численного моделирования, мы рассматриваем только установившееся течение.

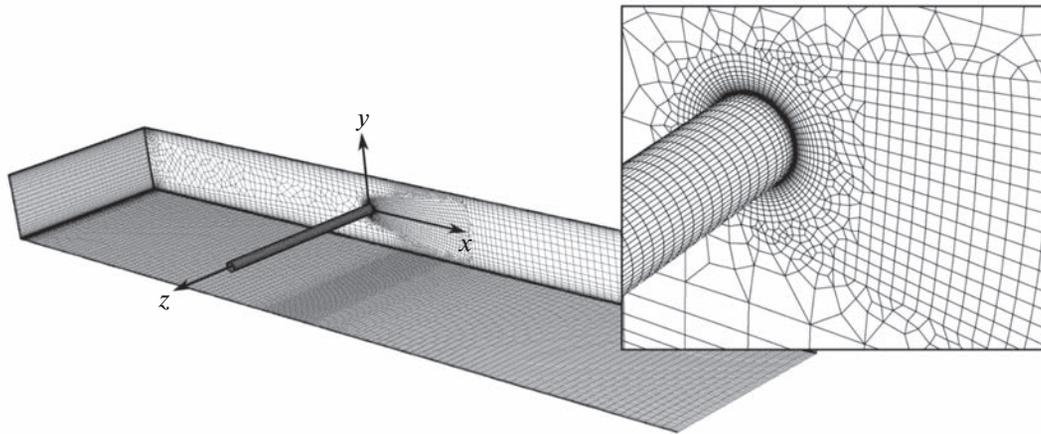


Рис. 2. Расчетная сетка (вид изнутри канала).

Расчетная сетка была построена с использованием композиционного подхода [34]. Область расчета была покрыта набором нескольких структурированных локально-ортогональных сеточных фрагментов, соединенных неструктурированными вставками. Сетка сильно сгущалась вблизи твердых стенок и в области следа за препятствием – рис. 2.

Число ячеек сетки (для ширины канала $B = 16$) составляло приблизительно 1.5×10^6 , безразмерный пространственный шаг сетки в пограничных слоях на стенках канала и на поверхности цилиндра составлял 0.005 в направлении нормали к стенке, в области среднего следа – 0.1, шаг по времени – 0.02. Данные параметры сетки выбирались так, чтобы соответствовать безразмерным пространственному и временному масштабам диссипативных вихрей $\lambda = Re^{-3/4}$, $\tau = Re^{1/2}$ в развитом турбулентном течении. Их можно принять как экстремальные оценки для масштабов вихрей в рассматриваемом переходном режиме течения для $Re < 250$. Этому значению числа Рейнольдса соответствуют колмогоровские параметры $\lambda = 0.016$, $\tau = 0.063$.

Расчеты проводились в пакете ANSYS Fluent 15.0 по методу конечных объемов, схема SIMPLE второго порядка. Устойчивость численного решения уравнений Навье–Стокса (2.1) при умеренных значениях числа Re в этом пакете многократно проверена и не подвергается сомнению, а точность определяется только сеткой.

Пригодность выбранной сетки для решения поставленной задачи подтверждена сравнением с эталонным DNS-расчетом [36], выполненным для подобной задачи с использованием суперкомпьютера на подробных сетках, вплоть до 28 млн. узлов с демонстрацией сходимости численного решения на последовательности сгущающихся сеток. Авторы [36] моделировали ламинарно-турбулентный переход при обтекании поперечного кругового цилиндра, расположенного на осевой линии канала прямоугольного поперечного сечения. Число Рейнольдса варьировалось от 60 до 400. На боковых стенках канала ставились периодические граничные условия (условия скольжения). Авторы [36] выполнили и сравнили между собой два варианта расчета: 2D и 3D. Показано, что при $Re \leq 170$ результаты 2D- и 3D-расчетов практически совпадают, а в области $Re > 170$, где наблюдается потеря устойчивости двумерного течения и формирование продольных вихревых структур, принципиально различаются, см. рис. 3. Эти расчеты были повторены на нашей сетке; получены практически те же результаты, включая точку потери устойчивости двумерного течения, рис. 3. Это подтверждает пригодность сетки с локальным сгущением и сравнительно малым общим количеством ячеек для моделирования ламинарно-турбулентного перехода.

Кроме того, на нашей расчетной сетке были проведены расчеты обтекания цилиндра, ранее выполненные Томпсоном [19], который впервые численно получил моды А и Б трехмерной неустойчивости течения в следе цилиндра с использованием метода спектральных элементов высокого порядка и граничных условий скольжения на боковых границах расчетной области. Полученные нами поля завихренности для режимов А и Б трехмерной неустойчивости при $Re = 200, 300$ (рис. 10а, 11а) вполне согласуются с оригинальными расчетами [20].

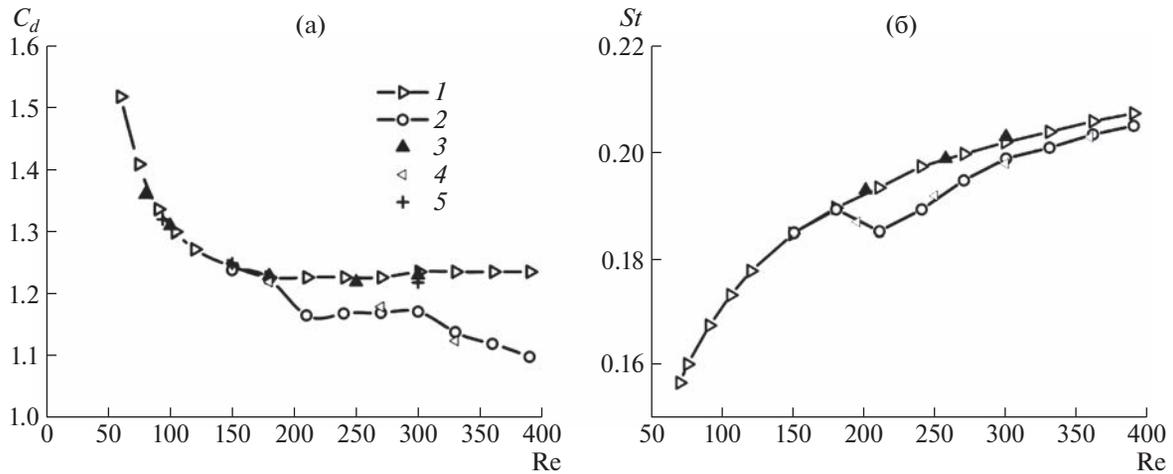


Рис. 3. Зависимость коэффициента сопротивления (а) и числа Струхала (б) от Re: 1, 2 – 2D-, 3D-расчет [36]; 3, 4 – наш 2D-, 3D-расчет; 5 – 2D-расчет [37].

Визуализация результатов расчетов осуществлялась с помощью моделирования движения трассеров – пассивных меченых частиц, выпускаемых с виртуальных “дымящихся проволочек”, расположенных вблизи поверхности цилиндра.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Ниже представлены результаты экспериментов и численного моделирования обтекания поперечного кругового цилиндра в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 40–255$. Выбранный диапазон изменения Re включает начало потери устойчивости следа за цилиндром в условиях ограничения потока и режимы мод неустойчивости А и Б, наблюдаемые при обтекании цилиндра большого удлинения [5, 8]. При изложении результатов исследований будем выделять *базовый вариант* конфигурации течения, включающий результаты эксперимента на описанной выше установке и численного моделирования, при котором расчетная область полностью соответствует параметрам установки. Кроме того, в базовой конфигурации выполнены расчеты при периодических граничных условиях и условиях свободного скольжения на боковых стенках. Затем мы представим *дополнительные расчеты*, в которых для фиксированного значения $Re = 250$ численно изучается влияние ширины канала (удлинения цилиндра) и граничных условий на боковых стенках.

3.1. Базовый вариант

При $Re = 40$ течение за круговым цилиндром в канале остается ламинарным и квазистационарным. В плоскости симметрии канала $z = 0$ наблюдается симметричная стационарная пара вихрей. С увеличением числа Рейнольдса до $Re = 60$ эта вихревая структура, хотя и остается замкнутой, но начинает совершать колебательные движения в вертикальной плоскости xu , начинается формирование вихрей Кармана, рис. 4. В безграничном потоке подобная картина наблюдается уже при $Re \approx 40$ [7]. Отличие в значениях числа Рейнольдса обусловлено влиянием ограничивающих поток горизонтальных верхней и нижней стенок канала.

Пространственная структура течения за цилиндром в канале при $Re = 60$ более сложная. От ограничивающих поток боковых стенок к центру канала развивается вихревое движение жидкости – периферийные вихри. Оно имеет некоторое сходство со спиральными вихрями, образующимися у боковых стенок при обтекании препятствий на дне канала [38, 39]; однако спиралевидные траектории движения в данном случае не столь явно выражены.

При $Re > 100$ начинаются формирование и периодический срыв с поверхности цилиндра крупномасштабных вихревых структур, которые образуют дорожку Кармана в следе за препятствием. При этом область периферийных вихрей по размаху цилиндра несколько уменьшается. Вблизи препятствия появляется зона небольшой протяженности (при $Re = 155$ – около четверти ширины канала), в которой периодически сходящиеся с верхней и нижней части поверхности вих-

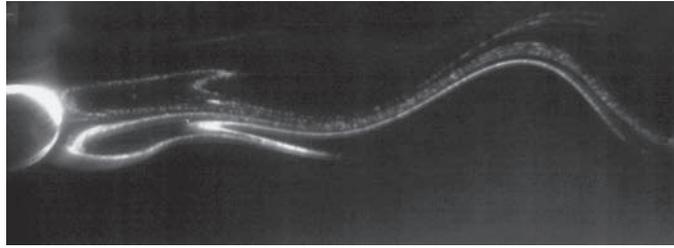


Рис. 4. Течение за цилиндром в вертикальной плоскости на оси канала при $Re = 60$; визуализация методом дымящейся проволочки.

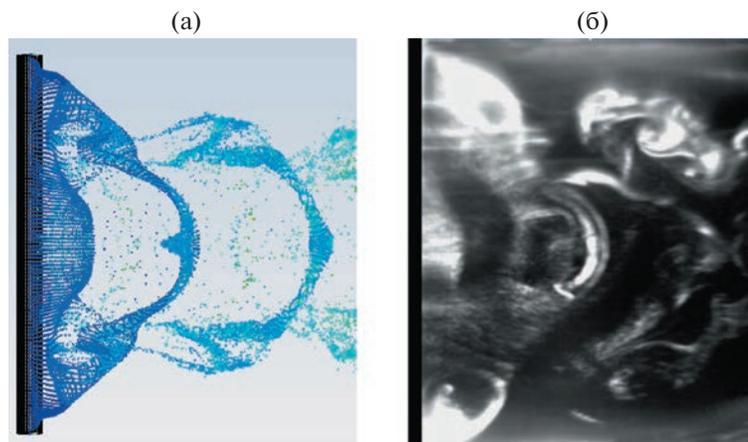


Рис. 5. Вихревая структура следа в горизонтальной плоскости $y = 0.5$ при $Re = 155$: (а) – DNS; (б) – визуализация методом дымящейся проволочки.

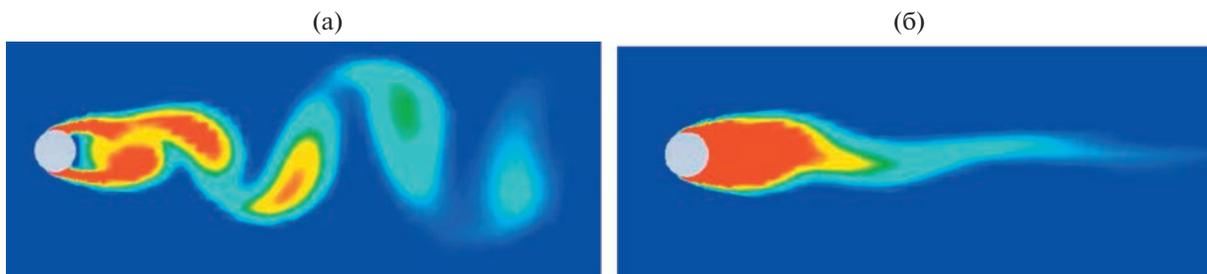


Рис. 6. DNS – вихревая структура следа в вертикальных плоскостях при $Re = 155$: (а) – $z = 0$ (на оси канала); (б) – $z = 6.25$ (на периферии потока).

ри имеют цилиндрическую форму (рис. 5), а в вертикальном сечении – характерный вид вихревой дорожки Кармана (рис. 6а). Однако вблизи боковых стенок канала периферийное движение жидкости за препятствием подавляет образование и периодический сход поперечных вихрей (рис. 6б).

Трехмерная картина вихревого следа за препятствием в канале для $Re = 155$ представлена на рис. 7 в виде траекторий виртуальных частиц трассера, выпускаемых с верхней образующей цилиндра – линии $x = 0, y = 0.5$.

Видно, что поток в следе приобретает черты турбулентности. Детальный анализ турбулентных характеристик течения выходит за рамки настоящей статьи, однако для верификации расчетов и

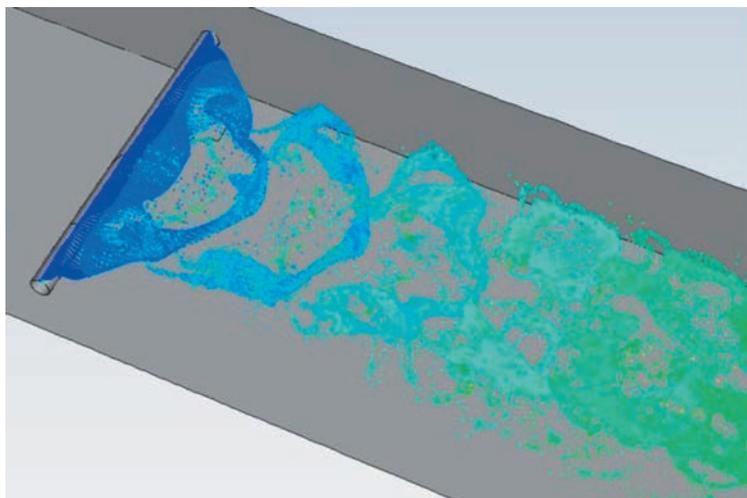


Рис. 7. DNS – визуализация течения в следе цилиндра трассерами за цилиндром по данным при $Re = 155$.

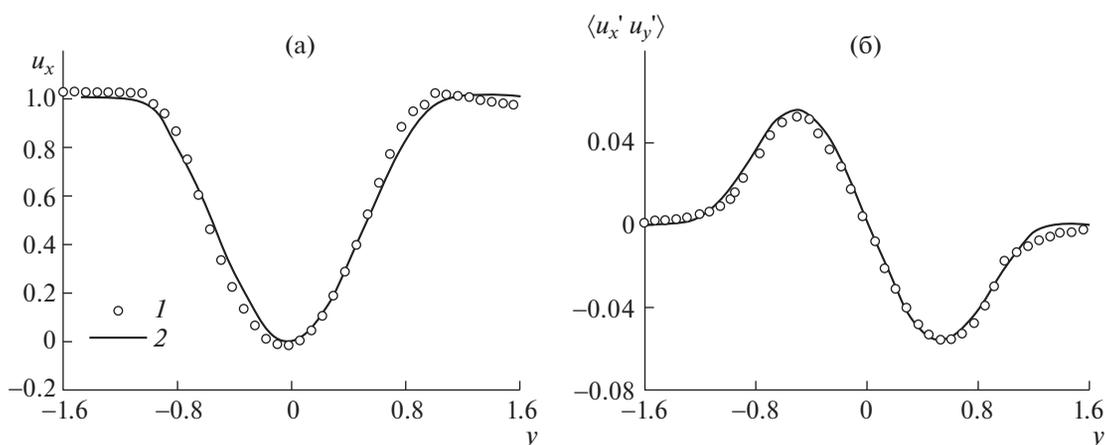


Рис. 8. Эпюры продольной скорости (а) и рейнольдсовых напряжений (б) на оси канала за цилиндром при $x = 2.63$ для $Re = 155$: 1 – эксперимент (SIV); 2 – расчет.

экспериментальных измерений проведены DNS-расчеты актуальных полей компонент вектора скорости $\mathbf{u}(t)$ для интервала времени $0 < t < T$, определены средние скорости и их пульсации

$$\langle \mathbf{u} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u}(t) dt, \quad \mathbf{u}'(t) = \mathbf{u}(t) - \langle \mathbf{u} \rangle$$

а также моменты пульсаций второго порядка $\langle u'_i u'_j \rangle$, характеризующие величину турбулентных напряжений. Интервал осреднения T содержал не менее 10 периодов автоколебаний потока. На рис. 8 представлены безразмерные профили продольной скорости $u_x(y)$ и рейнольдсовых напряжений сдвига $\tau_{x,z}(y) = -\langle u'_x u'_z \rangle(y)$ на оси канала $z = 0$ за цилиндром в сечении $x = 3.83$ (11.5 мм). Аналогичные измерения проведены и по методике SIV [32], но для двух компонент вектора скорости в вертикальной плоскости $z = 0$. Отметим в целом хорошее совпадение кривых, построенных по результатам выполненного в рамках настоящей работы физического эксперимента SIV и расчета DNS (рис. 8).

Важной характеристикой вихревого потока является интенсивность пульсаций скорости, которую можно характеризовать величиной второго инварианта тензора турбулентных напряжений $I_2 = \tau_{ij} \tau_{ij}$, $i, j = 1, 2, 3$ (суммирование по повторяющимся индексам). На рис. 9 показаны поля

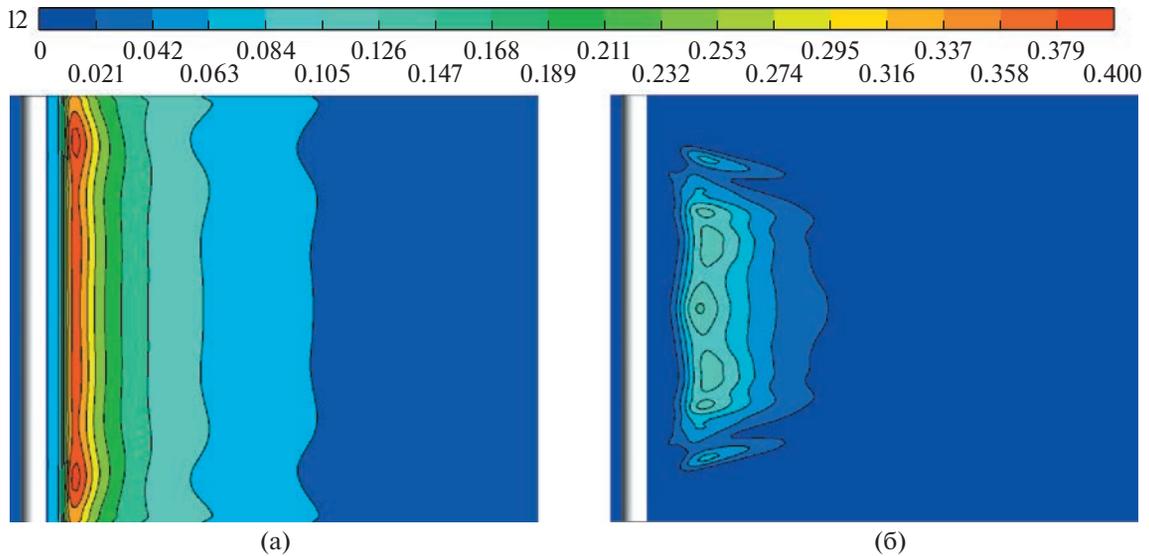


Рис. 9. Интенсивность пульсаций скорости – второй инвариант тензора турбулентных напряжений $I_2 = \tau_{ij}\tau_{ij}$ за цилиндром в плоскости $y = 0$ при условиях симметрии (а) и прилипания (б) на боковых стенках канала при $Re = 255$.

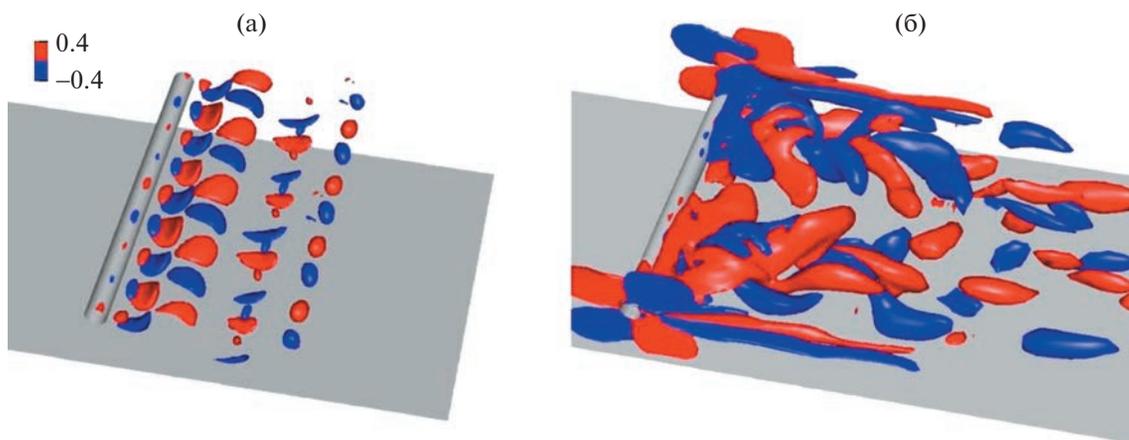


Рис. 10. Иповерхности завихренности ω_x за цилиндром по данным DNS при $Re = 200$: (а) – периодические граничные условия; (б) – условия прилипания на боковых стенках канала. Цветом обозначена завихренность ω_x .

этой функции при $Re = 255$ в горизонтальной плоскости непосредственно за препятствием при граничных условиях скольжения (а) и прилипания (б) на боковых вертикальных стенках канала. Видно, что прилипание к стенкам подавляет пульсации скорости и заметно снижает уровень турбулентных напряжений в следе за препятствием.

Прямое численное моделирование при периодических граничных условиях на боковых границах расчетной области показывает, что при $Re = 200$ в следе цилиндра появляются продольные вихревые структуры, соответствующие моде А трехмерной неустойчивости течения (рис. 10а). Однако при постановке на боковых стенках условия прилипания, структура течения в следе цилиндра существенно изменяется: в области периферийного движения появляются трехмерные вихревые образования, а иповерхности продольной завихренности ω_x ориентируются вдоль потока лишь на значительном удалении от препятствия (рис. 10б).

Существенные отличия структуры вторичного течения в следе цилиндра от случая периодических граничных условий наблюдается и при $Re = 250$. Это значение числа Рейнольдса соответствует

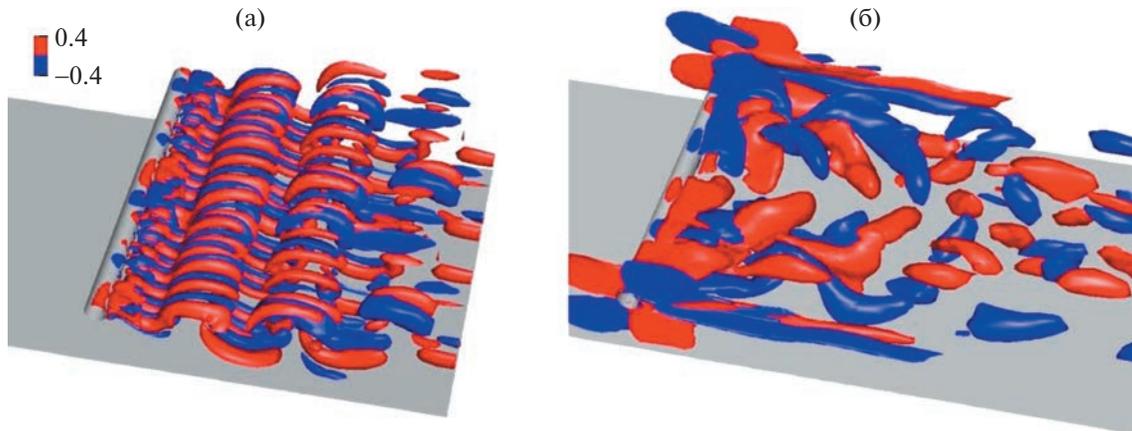


Рис. 11. Изоповерхности завихренности ω_x за цилиндром по данным DNS при $Re = 250$: (а) – периодические граничные условия; (б) – условия прилипания на боковых стенках канала. Цветом обозначена завихренность ω_x .

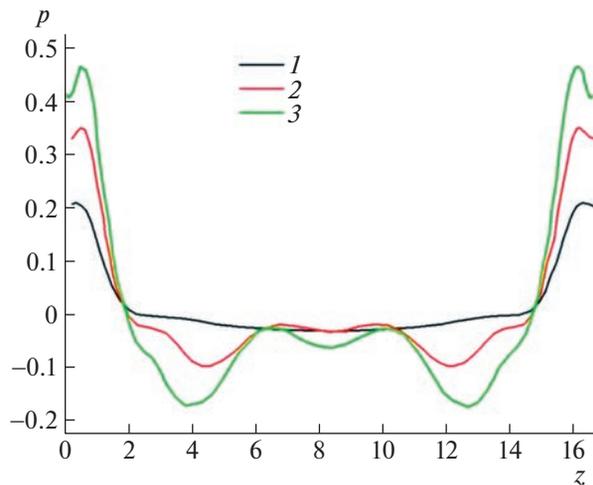


Рис. 12. Распределение давления по ширине канала за цилиндром при $y = 0$: 1–3 – $Re = 60, 100, 155$. DNS – результаты.

режиму неустойчивости моды В (изоповерхности $\omega_x = \text{const}$ на рис. 11а). При условии прилипания на боковых стенках канала поле завихренности ω_x (рис. 11б) схоже со случаем $Re = 200$ (рис. 10б).

Ограничение потока боковыми стенками канала приводит к существенно неравномерному распределению давления за цилиндром по трансверсальной координате z – рис. 12. Вблизи боковых стенок давление остается близким к среднему по потоку, а в отрывной области существенно снижается. Характер этого распределения зависит от числа Рейнольдса. Отметим, что в случае граничных условий скольжения на боковых стенках распределение давления за цилиндром по координате z равномерное.

Условия ограничения потока боковыми стенками канала оказывают заметное влияние и на параметры силового взаимодействия потока с цилиндром. Результаты DNS показали, что при $Re = 250$ осредненный по времени коэффициент сопротивления цилиндра при условии прилипания на боковых стенках канала равен $C_d = 1.6429$, а при условии свободного скольжения на этих границах $C_d^0 = 1.8644$. Заметим, что при обтекании цилиндра безграничным потоком этот коэффициент равен $C_d^\infty = 1.236$. Столь существенный рост сопротивления тела в канале объясняется увеличением локальной скорости потока в зазоре между цилиндром и горизонтальными

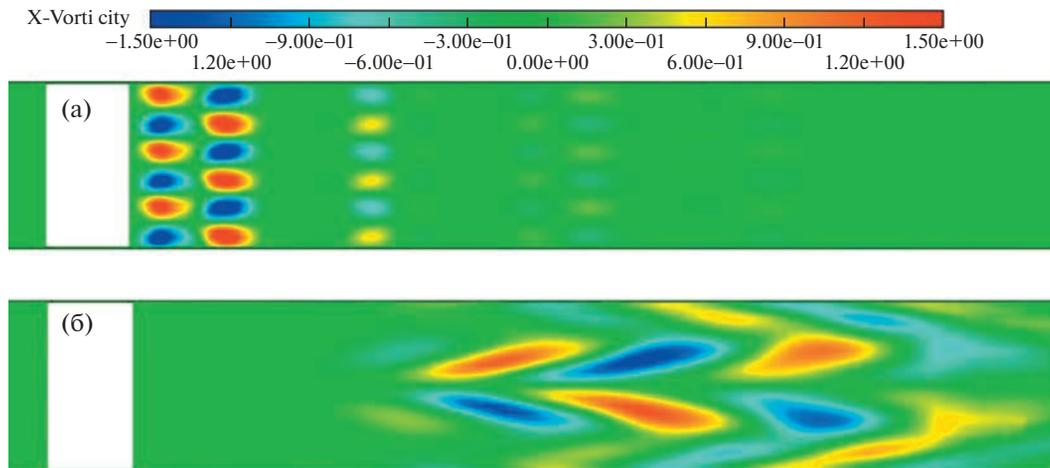


Рис. 13. Завихренность ω_x для периодических граничных условий (а) и граничных условий прилипания (б) в центральном сечении канала за препятствием при ширине $B = 2$. Цветом обозначена завихренность ω_x .

(верхней и нижней) $y = \pm H/2$ стенками канала, что является следствием загромождения потока цилиндром.

3.2. Дополнительные расчеты

3.2.1. Ширина канала и структура вихревого следа. Проведена серия расчетов обтекания кругового цилиндра при $Re = 250$ (это значение соответствует режиму неустойчивости моды В, см. рис. 11) в каналах различной ширины $B \in [2, 44]$. Соответственно менялась и длина цилиндра, крепящегося к боковым стенкам канала, на которых ставились граничные условия трех типов: прилипания, свободного скольжения и условия периодичности. Цель расчетов была в оценке снижения влияния периферийных вихрей с ростом удлинения цилиндра. Структуру вторичного течения в следе удобно визуализировать с помощью карты изолиний завихренности $\omega_x = \partial u_y / \partial z - \partial u_z / \partial y$ в горизонтальной плоскости $y = 0$. Расчеты показали, что даже в узких каналах, начиная с $B = 2$, в следе за цилиндром периодически образуются и сносятся вниз по потоку вихревые сгустки размером порядка 0.32, если на стенках заданы условия скольжения или периодические граничные условия, см. рис. 13. Картина течения принципиально меняется при условии прилипания на стенках: в ближнем следе течение остается стационарным, а на расстоянии трех калибров за препятствием происходит образование крупномасштабных вытянутых вдоль потока вихревых структур (рис. 13б).

С увеличением ширины канала при условиях периодичности и скольжения принципиальных изменений картины вторичного течения не происходит, и она по-прежнему принципиально отличается от обтекания цилиндра при граничных условиях прилипания к боковым стенкам, см. рис. 14 для $B = 8$.

При граничном условии прилипания по мере расширения канала в следе за препятствием происходит переход к турбулентности. При $B = 5$ течение в ближнем следе теряет устойчивость (нарушается симметрия относительно оси канала), при $B = 8$ (рис. 14) в среднем следе появляется выраженное пятно турбулентности, при $B = 12$ начинаются отрывы жидкости с боковых стенок, а начиная с $B = 20$ в центре канала образуется близкая к двумерной дорожка Кармана (рис. 15).

Возмущения потока, индуцированные периферийными вихрями, проявляются также в отличие от нуля трансверсальной скорости u_z в ближнем следе цилиндра (см. рис. 16) на всей ширине канала во всем рассматриваемом диапазоне изменения B . Именно это отличает решение задачи, полученное с использованием граничных условий прилипания, от решений с граничными условиями периодичности и скольжения, в которых осредненная по времени величина u_z равна нулю в любой точке следа даже при малых B . Динамика изменения наклона $u_z(z)$ при $z \approx 0$ (рис. 16) в ближнем следе с увеличением ширины канала позволяет предположить, что влияние ограничения потока боковыми стенками на течение в центральной части канала полностью прекратится примерно при $B > 200$.

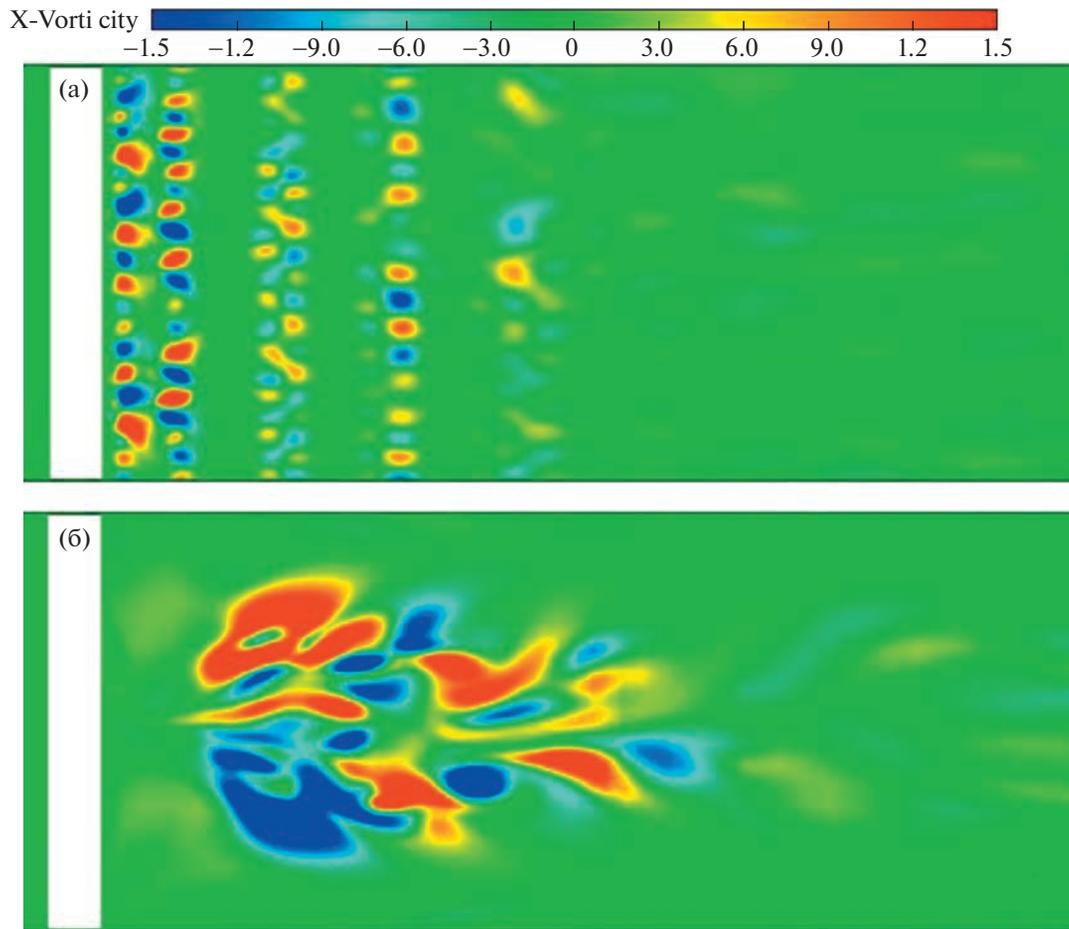


Рис. 14. Завихренность ω_x для периодических граничных условий (а) и прилипания (б) в горизонтальной плоскости $y = 0$ при ширине канала $B = 8$.

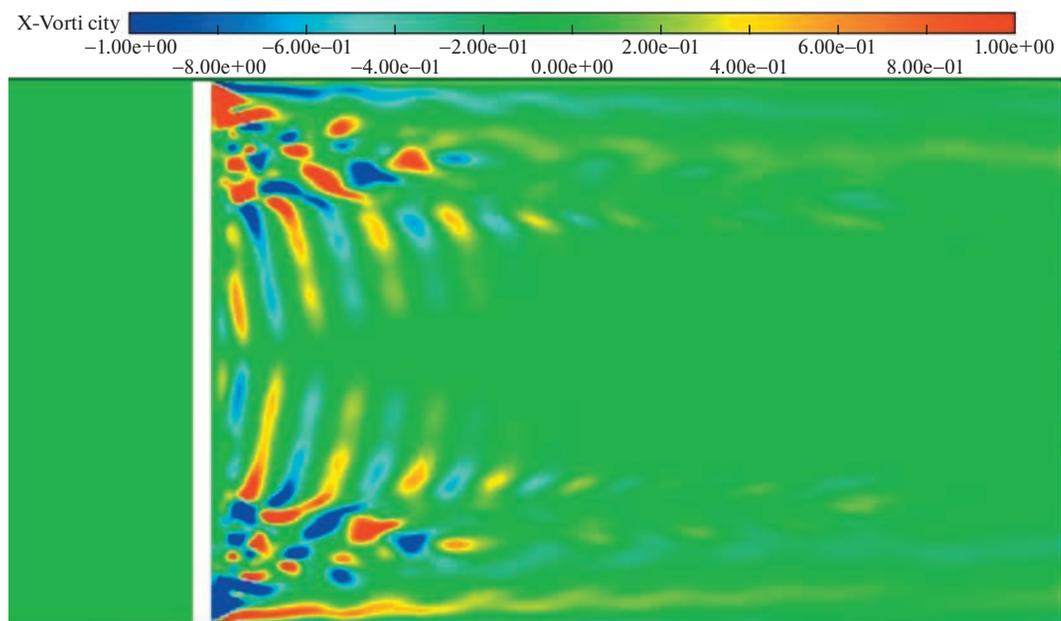


Рис. 15. Завихренность ω_x для граничных условий прилипания в горизонтальной плоскости $y = 0$ при ширине канала $B = 32$. Дорожка Кармана в центральной части потока, вихри мод неустойчивости А и Б и периферийные боковые вихри вблизи стенок.

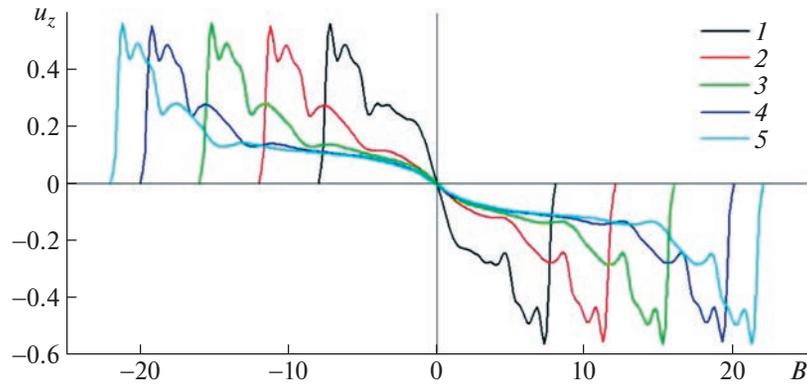


Рис. 16. Эпюры трансверсальной скорости $u_z(z)$ в каналах разной ширины: 1–5 – $B = 16, 24, 32, 40, 44$.

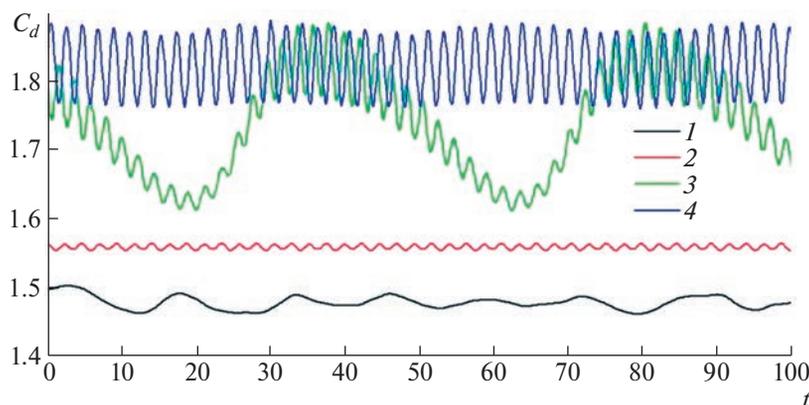


Рис. 17. Коэффициент сопротивления цилиндра $C_d(t)$ при условиях прилипания на боковых стенках при различной ширине канала: 1–4 – $B = 8, 12, 20, 32$.

3.2.2. Коэффициент сопротивления цилиндра. Коэффициент сопротивления C_d подсчитывался при $Re = 250$ на срединном участке поверхности цилиндра длиной в один калибр (безразмерная длина 1). Такой выбор поверхности интегрирования давления и касательных напряжений позволяет снизить зависимость C_d от концевых эффектов и проводить вычисления по единым формулам для каналов различной ширины от 2 до 44. Зависимость C_d от времени t обусловлена двумя видами возмущений стационарного течения в следе: периодическим срывом вихрей Кармана с поверхности цилиндра и периодическими срывами боковых периферийных вихрей со стенок. Развитие и взаимодействие этих возмущений, их влияние на функцию $C_d(t)$ в нашей задаче зависят от ширины канала B и вида граничных условий.

При граничных условиях периодичности или скольжения, приближенно моделирующих бесконечно широкий канал, влияние боковых периферийных вихрей отсутствует, и коэффициент сопротивления $C_d(t)$ колеблется преимущественно вокруг основной частоты срыва вихрей Кармана. Более того, различие между этими двумя граничными условиями незначительно влияет на сопротивление центрального участка цилиндра. Поэтому ниже основное внимание уделяется влиянию на $C_d(t)$ ширины канала B при граничных условиях прилипания на боковых стенках. Результаты численного моделирования сведены на рис. 17.

В узком ($B = 2$) канале ближний след за цилиндром стационарен (рис. 13), коэффициент C_d практически не изменяется во времени. С ростом ширины канала до $B = 8$ область пульсаций потока и крупных вихрей расширяется и приближается к препятствию (рис. 14). При этом коэффициент сопротивления C_d испытывает нерегулярные длинноволновые колебания (кривая 1 на рис. 17). При $B = 12$ начинается формирование и периодический отрыв периферийных вихрей

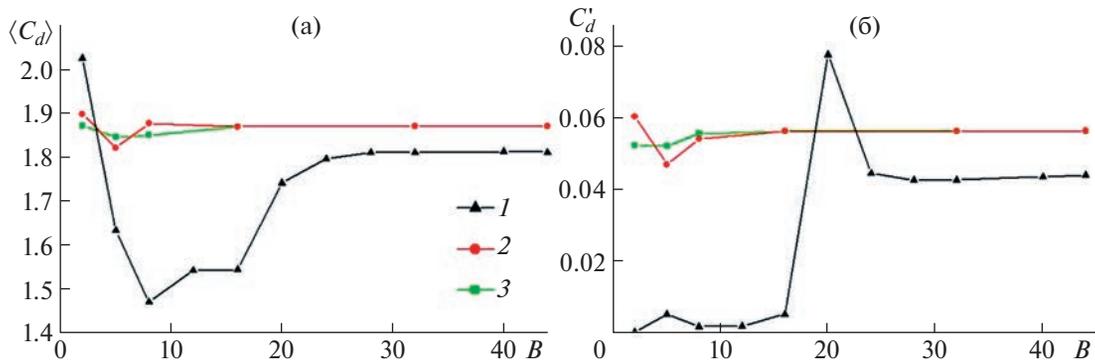


Рис. 18. Зависимость коэффициента сопротивления в центральной части канала от ширины расчетной области для трех видов граничных условий: 1 – прилипание; 2 – периодичность; 3 – скольжение. Среднее по времени значение $\langle C_d \rangle$ (а) и стандартное отклонение C'_d (б).

с боковых стенок; частота срыва вихрей равна 0.4253, она определяет и частоту колебаний коэффициента сопротивления (кривая 2). При $B = 20$ в центре канала уже формируется вихревая дорожка Кармана (частота срыва $f_1 = 0.4738$), но периферийные вихри (частота срыва $f_2 = 0.4253$) также доходят до оси канала. Поэтому в кривой $C_d(t)$ заметны две гармоники (кривая 3).

Одна из них, коротковолновая, имеет частоту $(f_1 + f_2)/2 = 0.4246$, а другая, длинноволновая, – частоту $(f_1 - f_2)/2 = 0.023$ [30]. В каналах, ширина которых превосходит $B = 28$, отрывающиеся с боковых стенок периферийные вихри не достигают оси канала (см., напр., рис. 15), изменение коэффициента сопротивления центральной части цилиндра определяется сходом вихрей дорожки Кармана и носит гармонический характер (кривая 4 на рис. 17).

Были проведены многовариантные расчеты обтекания цилиндра при $Re = 250$ в каналах различной ширины $B \in [2, 44]$ при трех различных граничных условиях на боковых стенках. Результаты расчетов в виде осредненного по времени (время осреднения намного превосходило период срыва вихрей) коэффициента сопротивления в центральной части канала $\langle C_d \rangle$ и стандартного отклонения этого коэффициента $C'_d = \|C_d(t) - \langle C_d \rangle\|$ представлены на рис. 18.

Видно, что при граничных условиях свободного скольжения и периодичности при $B > 10$ указанные интегральные коэффициенты практически постоянны и не различаются между собой. Если же на боковых стенках ставится граничное условие прилипания, то коэффициент сопротивления существенно зависит от ширины канала вплоть до $B \approx 30$. Функция $\langle C_d \rangle(B)$ имеет минимум при $B \approx 10$, когда периферийные вихри, сходящие с боковых стенок, достигают оси канала $z = 0$ и превалируют над вихрями Кармана. С ростом ширины B эти вихри теряют интенсивность по мере приближения к оси, а в широких каналах, при $B > 30$, они сносятся потоком, не достигая оси. В интервале $15 < B < 25$ оба типа вихрей (Кармана и периферийные) играют существенную роль в течении за центральной частью препятствия, их взаимодействие отражается в виде локального максимума отклонений C'_d (кривая 1 на рис. 18 справа).

Различие между кривыми 1–3 на рис. 18 при $B \rightarrow 50$ свидетельствует о том, что такое ограничение потока боковыми стенками продолжает влиять на параметры обтекания цилиндра даже в его центральной части. Для того, чтобы полностью избавиться от этого влияния, следует, по всей видимости, рассматривать каналы на порядок большей ширины. Подтверждением такой оценки может служить опыт экспериментальных и численных исследований трехмерной неустойчивости при обтекании цилиндра. Так, в численном расчете [19] с периодическими граничными условиями мод А и В (см. рис. 11, 12) были получены уже при $B = \pi d$. А в физическом эксперименте [5], когда поток ограничен стенками, для наблюдений мод А и В потребовался канал ширины $200d$. Прямое численное моделирование обтекания цилиндра в канале ширины $200d$ требует чрезмерных вычислительных ресурсов и выходит за рамки нашего исследования.

В табл. 1 сведены интегральные параметры обтекания кругового цилиндра в канале шириной 40 при числе Рейнольдса 250 с различными типами граничных условий.

Таблица 1. Средний коэффициент сопротивления цилиндра и его стандартное отклонение при различных условиях обтекания в канале шириной 40 при $Re = 250$

	Скольжение	Периодичность	Прилипание	Шайбы
$\langle C_d \rangle$	1.8717	1.8714	1.8225	1.8102
C'_d	0.0565	0.0564	0.0438	0.0807

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Структура течения в следе за препятствием в ограниченном боковыми стенками потоке определяется двумя типами нестационарных вихрей: вихрями Кармана, срывающимися с поверхности цилиндра, и периферийными вихрями, формирующимися в окрестности крепления цилиндра к боковым стенкам канала. В этой области вращение жидкости тормозится вязкостью, и давление в ней остается близким к среднему по потоку. В области формирования вихрей Кармана давление пониженное. Градиент давления в зоне по трансверсальной координате z обеспечивает встречное спиралевидное движение жидкости от боковых стенок канала к его центру.

Показано существенное отличие структуры течения за цилиндром при постановке граничных условий прилипания на боковых стенках для $B \approx 16$ при $Re = 200-250$ от случая граничных условий периодичности. Это отличие обусловлено поперечным (в направлении оси z) движением жидкости от боковых стенок канала к его центру, возникающим за счет периферийных вихрей. Установлено, что это движение (периферийные вихри) наблюдается во всем рассмотренном диапазоне изменения ширины канала.

Показано, что численное решение уравнений Навье–Стокса при граничных условиях периодичности или свободного от сдвиговых напряжений скольжения на боковых стенках канала конечной ширины сходится по средним интегральным параметрам потока уже при $B > 16$.

Показано, что ширина канала B оказывает влияние на интегральные параметры (средний коэффициент сопротивления и его отклонение) обтекания кругового цилиндра при $Re = 250$ и граничных условиях прилипания на боковых стенках канала. Это влияние становится незначительным при $B > 30$. Однако для всех $B \leq 44$ коэффициенты $\langle C_d \rangle$, C'_d несколько отличаются от соответствующих значений при граничных условиях, моделирующих обтекание цилиндра бесконечного удлинения.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Государственного задания ФИЦ КазНЦ РАН (апробация метода SIV) и гранта РФФИ 20-08-00621 (научные результаты).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chang P.K.* Separation of Flow, Chapter 1. Oxford: Pergamon Press, 1970. 796 p.
2. *Zdravkovich M.M.* Flow around circular cylinders. Oxford Univ. Press, 1997. 694 p.
3. *Norberg C.* Effects of Reynolds number and a low-intensity freestream turbulence on the flow around a circular cylinder // Chalmers University, Goteborg, Sweden, Technological Publications. 1987. V. 87 (2). P. 1–55.
4. *Beaudan P., Moin P.* Numerical experiments on the flow past a circular cylinder at sub-critical Reynolds number // Report No. TF-62, Department of Mechanical Engineering, Stanford University. 1994.
5. *Williamson C.H.K.* Vortex dynamics in the cylinder wake // Annu. Rev. Fluid Mech. 1996. 28. P. 477–539.
6. *Schlichting H.* Boundary Layer Theory. New York: McGraw Hill Book Co. 1968.
7. *Van Dyke M.* An album of fluid motion. Stanford: Parabolic Press, 1982. 176 p.
8. *Williamson C.H.K.* The natural and forced formation of spot-like ‘vortex dislocations’ in the transition of a wake // J. Fluid Mech. 1992. V. 243. P. 393–441.
9. *Norberg C.* An experimental investigation of the flow around a circular cylinder: influence of aspect ratio // J. Fluid Mech. 1994. V. 258. P. 287–316.
10. *Strandenes H., Pettersen D., Andersson H.I., Manhart M.* Influence of spanwise no-slip boundary conditions on the flow around a cylinder // Comput. Fluids. 2017. Vol. 156. P. 48–57.
11. *Dou H.S., Ben A.Q.* Simulation and instability investigation of the flow around a cylinder between two parallel walls // J. Therm. Sci. 2015. V. 24 (2). P. 140–148.
12. *Khan N.B., Ibrahim Z., Nguyen L.T., Javed M.F., Jameel M.* Numerical investigation of the vortex-induced vibration of an elastically mounted circular cylinder at high Reynolds number ($Re = 10^4$) and low mass ratio using

- the RANS code // PloS ONE. 2017. V. 12 (10), e0185832.
<https://doi.org/10.1371/journal.pone.0185832>
13. *Pereira F.S., Vaz G., Eça L., Girimaji S.S.* Simulation of the flow around a circular cylinder at $Re = 3900$ with Partially-Averaged Navier–Stokes equations // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2018. V. 69. P. 234–246.
 14. *Jiang H.* Separation angle for flow past a circular cylinder in the subcritical regime // *Phys. Fluids*. 2020. V. 32. 014106.
 15. *Ma X., Karamanos G.S., Karniadakis G.E.* Dynamics and low-dimensionality of a turbulent near wake // *J. Fluid Mech.* 2000. V. 410. P. 29–65.
 16. *Wissink J.G., Rodi W.* Numerical study of the near wake of a circular cylinder // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2008. V. 29 (4). P. 1060–1070.
 17. *Khan N.B., Ibrahim Z., Badry A.B.B.M., Jameel M., Javed M.F.* Numerical investigation of flow around cylinder at Reynolds number= 3900 with large eddy simulation technique: Effect of spanwise length and mesh resolution // *Proc. Inst. Mech. Eng., Part M: J. Eng. Maritime Environment*. 2019. V. 233 (2). P. 417–427.
<https://doi.org/10.1177/1475090217751326>
 18. *Roshko A.* On the development of turbulent wakes from vortex streets. Washington D.C.: NACA Rep. 1191. 1954.
 19. *Thompson M., Hourigan K., Sheridan J.* Three-dimensional instabilities in the wake of a circular cylinder // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 1996. V. 12 (2). P. 190–196.
 20. *Zhang H.Q., Fey U., Noack B.R., Konig M., Eckelmann H.* On the transition of the cylinder wake // *Phys. Fluids*. 1995. V. 7 (4). P. 779–794.
 21. *Mittal S., Pandi J.S.S., Hore M.* Cellular vortex shedding from a cylinder at low Reynolds number // *J. Fluid Mech.* 2021. V. 915. A74.
 22. *Fukuoka H., Hirabayashi S., Suzuki H.* The effects of free surface and end cell on flow around a finite circular cylinder with low aspect ratio // *J. Mar. Sci. Technol.* 2016. V. 21 (1). P. 145–153.
 23. *Sarwar W., Mellibovskya F.* Characterization of three-dimensional vertical structures in the wake past a circular cylinder in the transitional regime // *Phys. Fluids*. 2020. V. 32 (7). P. 074104.
 24. *Bhattacharya S.* The effect of spatially and temporally modulated plasma actuation on cylinder wake // *AIAA Journal*. 2020. Vol. 58. P. 3808–3818.
 25. *Coutanceau M., Bouard R.* Experimental determination of the main features of the viscous flow in the wake of a circular cylinder in uniform translation. Part 1. Steady flow // *J. Fluid Mech.* 1977. V. 79 (2). P. 231–256.
 26. *Lee T., Budwig R.* A study of the effect of aspect ratio on vortex shedding behind circular cylinders // *Phys. Fluids A*. 1991. V. 3 (2). P. 309–315.
 27. *Chang Y.S., Chen Y.-J., Qiu Y.-H., Chang C.C., Chu C.-C., Lee F.-S.* Source-like patterns of flow past a circular cylinder of finite span at low Reynolds numbers // *Phys. Fluids*. 2021. V. 33 (8). P.083607.
 28. *Zanin B.Yu., Zverkov I.D., Kozlov V.V., Pavlenko A.M.* Vortex structure of separated flows on model wings at low freestream velocities // *Fluid Dyn.* 2008. V. 43 (6). P. 938–944.
 29. *Boiko A.V., Dovgal A.V., Zanin B.Yu., Kozlov V.V.* Three-Dimensional Structure of Separated Flows on Wing Airfoils (An Overview) // *Thermophys. Aeromechanics*. 1996. V. 3 (1). P. 1–13.
 30. *Zanin B.Y.* Separated flows receptivity for external disturbances // *AIP Conf. Proc.* 2017. V. 1893 (1). P. 020006.
 31. American National Standards Institute. Measurement of Gas Flow by Means of Critical Flow Venturi Nozzles. American Society of Mechanical Engineers, 1987.
 32. *Mikheev N.I., Dushin N.S.* A method for measuring the dynamics of velocity vector fields in a turbulent flow using smoke image-visualization videos // *Instrum. Exp. Tech.* 2016. V. 59 (6). P. 882–889.
 33. *Mikheev N.I., Goltsman A.E., Saushin I.I., Dushina O.A.* Estimation of turbulent energy dissipation in the boundary layer using Smoke Image Velocimetry // *Exp. Fluids*. 2017. V. 58 (8). Article 97.
 34. *Kalinin E.I., Mazo A.B., Isaev S.A.* Composite mesh generator for CFD problems // *IOP Conf. Ser.: Materials Sci. Eng.* 2016. V. 158. P. 012047.
 35. *Pearson R.A.* Consistent boundary conditions for numerical models of system that admit disperse waves // *J. Atmos. Sci.* 1976. V. 31. P. 1481–1489.
 36. *Nikolas K., Dimokratis G., Starvos K.* Three dimensional flow around a circular cylinder confined in a plane channel // *Phys. Fluids*. 2011. V. 23. P. 064106.
 37. *Singha S., Sinhamahapatra K.* Flow past a circular cylinder between parallel walls at low Reynolds numbers // *Ocean Eng.* 2010. V. 37. P. 757–769.
 38. *Molochnikov V.M., Mazo A.B., Kalinin E.I., Malyukov A.V., Okhotnikov D.I., Dushina O.A.* Formation and turbulent breakdown of large-scale vortical structures behind an obstacle in a channel at moderate Reynolds numbers // *Phys. Fluids*. 2019. V. 31 (10). P. 104.

39. *Molochnikov V.M., Mazo A.B., Malyukov A.V., Kalinin E.I., Mikheev N.I., Dushina O.A., Paereliy A.A.* Distinctive features of vortical structures generation in separated channel flow behind a rib under transition to turbulence // *Thermophys. Aeromechanics*. 2014. V. 21 (3). P. 309–317.
40. *Kalinin E., Mazo A., Molochnikov V., Dushina O.* Spectral analysis of a vortex wake behind a circular cylinder in a channel at moderate Reynolds numbers // *Lobachevskii J. Math.* 2021. V. 42 (8). P. 1989–1997.
41. *Kuzmina S., Ishmuratov F., Zichenkov M., Chedrik V., Amiryants G., Kulesh V., Malyutin V., Chedrik A., Timokhin V., Shalaev S., Chevagin A., Efimov R., Kursakov I., Kuruliuk K., Lysenkov A., Malenko V., Pronin M., Saprykin A.* Wind tunnel testing of adaptive wing structures // *Morphing Wing Technologies. Large Commercial Aircraft and Civil Helicopters*, Butterworth-Heinemann. 2018. P. 713–755.
<https://doi.org/10.1016/B978-0-08-100964-2.00023-X>
42. *Stansby P.K.* The effects of end plates on the base pressure coefficient of a circular cylinder // *Aeronaut. J.* 1968. V. 78 (757). P. 36–37.
<https://doi.org/10.1017/S0001924000036319>
43. *Zhogolev D.A., Kopylov A.A., Nikulenko A.A., Sevostyanov S.Ya., Sudakov V.G.* An active system for controlling the wing flap flow on a model of a passenger aircraft wing section // *J. “Almaz–Antey” Air and Space Defence Corporation*. 2020. V. 4. P. 41–46.

УДК 532.542:537.634

ДВИЖЕНИЕ ПОРШНЯ, РАЗДЕЛЯЮЩЕГО МАГНИТНУЮ И НЕМАГНИТНУЮ ЖИДКОСТИ, В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2023 г. У. В. Волкова^{а,*}, Д. И. Меркулов^а, С. А. Калмыков^а,
Д. А. Пелевина^а, В. А. Налетова^а

^аМГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: lvioolnk@mail.ru

Поступила в редакцию 10.07.2022 г.

После доработки 11.10.2022 г.

Принята к публикации 11.10.2022 г.

Теоретически и экспериментально исследовано перекачивание немагнитной жидкости с помощью насоса-дозатора на основе магнитной жидкости, содержащей тело из намагничивающегося материала. Изучен процесс перекачивания жидкости в приложенном вертикальном однородном магнитном поле. Вычислены и измерены зависимости высоты поднятия поршня, разделяющего магнитную и немагнитную жидкости, от времени в постоянном и ступенчатом магнитном поле. Получено хорошее совпадение теории и эксперимента. Вычислена зависимость времени подъема поршня от величины постоянного магнитного поля. Теоретически исследовано движение поршня при выключении магнитного поля.

Ключевые слова: магнитная жидкость, насос-дозатор, однородное магнитное поле

DOI: 10.31857/S0568528122600485, **EDN:** AJJFNX

Магнитная жидкость — это коллоидный раствор ферромагнитных частиц микро и наноразмеров в несущей жидкости. Основы физики и гидродинамики магнитной жидкости и двухфазных магнитных систем изложены в [1–3]. В [4] изложены различные модели магнитной жидкости и приведены решения классических задач феррогидродинамики. Изменение формы поверхности магнитной жидкости в неоднородных магнитных полях может применяться в технике, в частности, при создании насосов, дозаторов и клапанов.

Методы определения статической формы свободной поверхности магнитной жидкости предложены в [5, 6]. В работе [5] представлены результаты численного расчета формы свободной поверхности капли магнитной жидкости, удерживаемой магнитным полем намагничивающегося клина на наклонной плоскости, а также формы свободной поверхности бесконечного объема магнитной жидкости, расположенной около острия клина, при увеличении внешнего поля. В работе [6] проведены экспериментальные и теоретические исследования деформации поверхности магнитной жидкости, содержащей намагничивающийся цилиндр, в однородном приложенном магнитном поле разного направления. В работах [7, 8] рассмотрена динамика формы поверхности тонкого слоя магнитной жидкости в поле проводника с током [7] и формы поверхности капли вязкой магнитной жидкости, во вращающемся однородном магнитном поле [8].

В [9–11] экспериментально и теоретически исследован линейный перистальтический насос на основе магнитной жидкости. Перекачивание происходит за счет волнообразной деформации поверхности магнитной жидкости в переменных периодических магнитных полях системы электромагнитов. В [12, 13] разработан перистальтический насос на основе магнитной жидкости в бегущем магнитном поле вращающегося постоянного магнита. Из-за вращения магнита происходит течение магнитной жидкости и перекачивание немагнитной жидкости. В [14] предложен перистальтический насос на основе волнообразной деформации поверхности магнитной жидкости и упругой мембраны в пульсирующем периодическом магнитном поле. В [15] аналитически получено существование ненулевого среднего расхода при двухслойном течении вязких несжимаемых жидкостей, с разными магнитными свойствами, в неоднородном бегущем магнитном поле, которое может быть создано при помощи движущихся намагничивающихся тел в однородном постоянном приложенном магнитном поле.

В работе [16] представлен прототип пипетки, в котором объем магнитной жидкости используется в качестве поршня, положением которого управляет электромагнит. В прототипе, описанном в [17], поршень из магнитной жидкости перемещается при помощи постоянного магнита. В [18] теоретически рассмотрено движение поршня из магнитной жидкости в цилиндрическом канале в поле магнитного диполя. В работах [19, 20] представлен прототип насоса, в котором деформация капель магнитной жидкости в поле нескольких электромагнитов использована как для создания поршня, так и клапанов, предотвращающих обратный ток перекачиваемой жидкости. В прототипе [21] клапаны и поршень реализованы при помощи перемещения капель магнитной жидкости постоянными магнитами. В [22–24] экспериментально исследована работа схожих прототипов насоса с сосудом особой формы, в котором объем магнитной жидкости вращается постоянным магнитом и перекачивает немагнитную жидкость.

В работах, приведенных выше, описаны насосы, управляемые неоднородным магнитным полем, создаваемым при помощи постоянных магнитов или электромагнитов. При таком способе создания поля трудно уменьшить размер устройства и необходим подвод энергии к магнитам. В отличие от этих работ в данной статье использовано внешнее однородное управляющее магнитное поле, а неоднородность магнитного поля создается хорошо намагничивающимся телом внутри магнитной жидкости. Это позволяет создать насосы-дозаторы малых размеров для перекачивания небольших объемов жидкости.

В статье теоретически и экспериментально исследовано движение поршня, разделяющего магнитную и немагнитную жидкости в однородном вертикальном приложенном магнитном поле. Магнитная жидкость содержит сферическое тело из хорошо намагничивающегося материала. Объем жидкостей в кювете в приложенном магнитном поле может меняться за счет притока или оттока жидкостей через тонкие каналы круглого сечения. При включении поля магнитная жидкость поднимает поршень и вытесняет немагнитную жидкость, а при выключении магнитного поля поршень опускается. Теоретически и экспериментально показана возможность использования магнитной жидкости, содержащей тело из намагничивающегося материала, для перекачивания и дозирования немагнитной жидкости в однородном магнитном поле.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Пусть магнитная жидкость находится в закрытом сверху цилиндрическом сосуде f радиуса R_v , полностью покрывает сферическое тело с магнитной проницаемостью μ_b из намагничивающегося материала радиуса R_b , закрепленное в центре дна сосуда, а также полностью смачивает поршень (массой M_p , площадью S_p , толщиной d_p), разделяющий магнитную и немагнитную жидкости (см. рис. 1). Введем вертикальную ось z , которая проходит через ось цилиндрического сосуда. В центре сферического тела $z = 0$. Далее индексы p, b, s, f обозначают параметры поршня, сферического тела, перекачиваемой жидкости, магнитной жидкости. Магнитная жидкость в сосуде f сообщается с открытой кюветой ff по каналу 2 (радиуса r_2 , длиной l_2 и площадью $S_2 = \pi r_2^2$). Ось канала 2 расположена на высоте $z = R_b$. Кювета ff имеет радиус R_{ff} , площадь S_{ff} и наполнена магнитной жидкостью до уровня $z = h_{ff}(t)$. Поверх поршня в сосуде f налита немагнитная жидкость. Немагнитная жидкость может вытекать по каналу 1 (радиуса r_1 , длиной l_1 и площадью $S_1 = \pi r_1^2$). Координата z оси канала 1 обозначена h_c . Канал 1 отделяется от сосуда f клапаном. В начальный момент времени масло налито до сливного отверстия и полностью заполняет сливной канал 1. Эксперимент проводился при параметрах, указанных в табл. 1.

В эксперименте была использована магнитная жидкость на основе воды с магнетитовыми микрочастицами и вазелиновое масло в качестве перекачиваемой немагнитной жидкости. Цилиндрический сосуд f помещается в центр системы катушек в область однородного поля. Однородное вертикальное магнитное поле H_∞ создается электромагнитными катушками Гельмгольца радиуса $R_H \gg R_v$. Кювета ff находится вне действия магнитного поля катушек. При включении магнитного поля уровень магнитной жидкости в сосуде f над сферическим телом увеличивается из-за притока магнитной жидкости из кюветы ff по каналу 2, поршень поднимается, и немагнитная жидкость вытекает из канала 1 (см. рис. 2). На рис. 2 представлены фотографии равновесного положения поршня (поршень покрашен в белый цвет) при разных полях H_∞ .

Постоянное магнитное поле. При включении постоянного магнитного поля $H_\infty = 100$ Э поршень начинает подниматься и через некоторое время t_p занимает равновесное положение. Про-

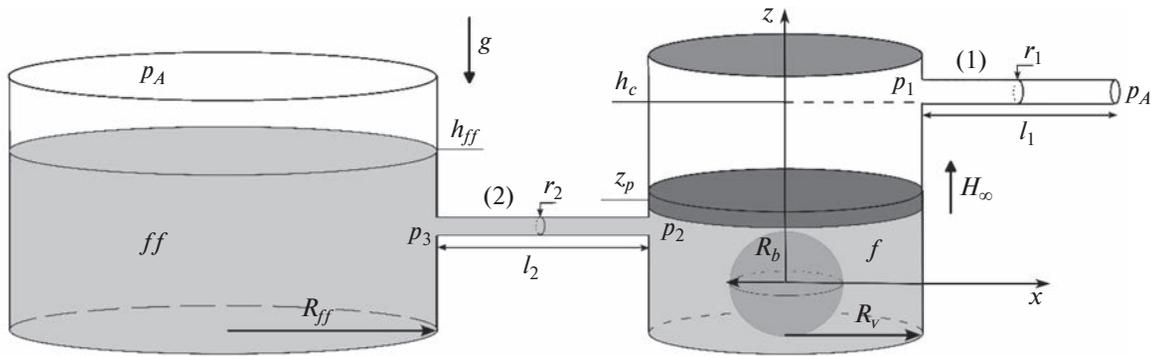


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

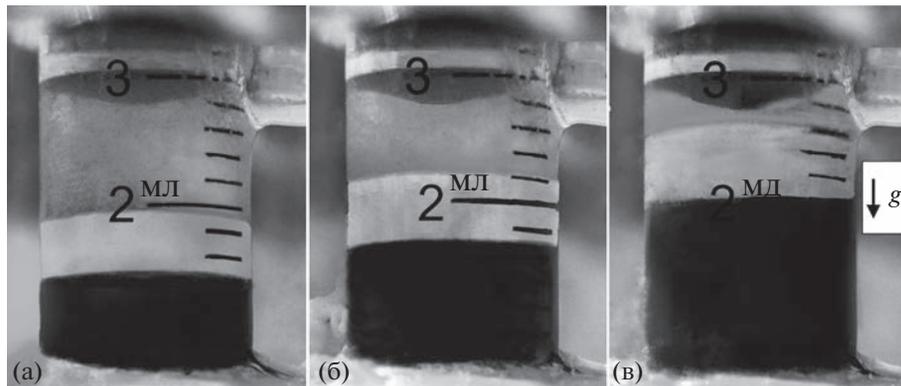


Рис. 2. Фотографии кюветы f экспериментального прототипа: $H_\infty = 0, 100, 200$ Э (а, б, в). В экспериментальной кювете на фотографиях: серая область – немагнитная жидкость, белая область – поршень, черная область – магнитная жидкость.

цесс подъема поршня фиксируется на камеру. Раскадровка видео позволяет построить график зависимости z_p от времени t , который изображен на рис. 3а точками.

Ступенчатое магнитное поле. В этой серии экспериментов использовалось переменное ступенчатое магнитное поле: постоянное магнитное поле удерживается в течение $\Delta t = 75$ с, затем увеличивается на $\Delta H_\infty = 6.2$ Э. Магнитное поле увеличивалось до максимального значения $H_{\max} = 223$ Э, при котором поршень находится на уровне сливного отверстия. В эксперименте на каждом шаге по полю, когда устанавливается равновесное положение поршня, делается фотография. После обработки фотографий эксперимента построена экспериментальная зависи-

Таблица 1. Параметры экспериментальной установки и жидкостей, использованных в эксперименте

Магнитная жидкость	Немагнитная жидкость	Намагничивающееся тело
$\rho_f = 1.1$ г/см ³	$\rho_s = 0.87$ г/см ³	$R_b = 0.6$ см
$\mu_f = 1.3$	$\mu_s = 1$	$\mu_b = 100$
$\eta_f = 0.01$ П	$\eta_s = 0.02$ П	
Поршень		Размеры установки
$M_p = 0.25$ г	$h_c = 2$ см	$R_v = 0.615$ см
$S_p = 1.16$ см ³	$z_0 = 0.68$ см	$S_{ff} = 11.946$ см ²
$d_p = 0.3$ см	$l_1 = 2.8$ см, $l_2 = 28.5$ см	$r_{1,2} = 0.155$ см ²

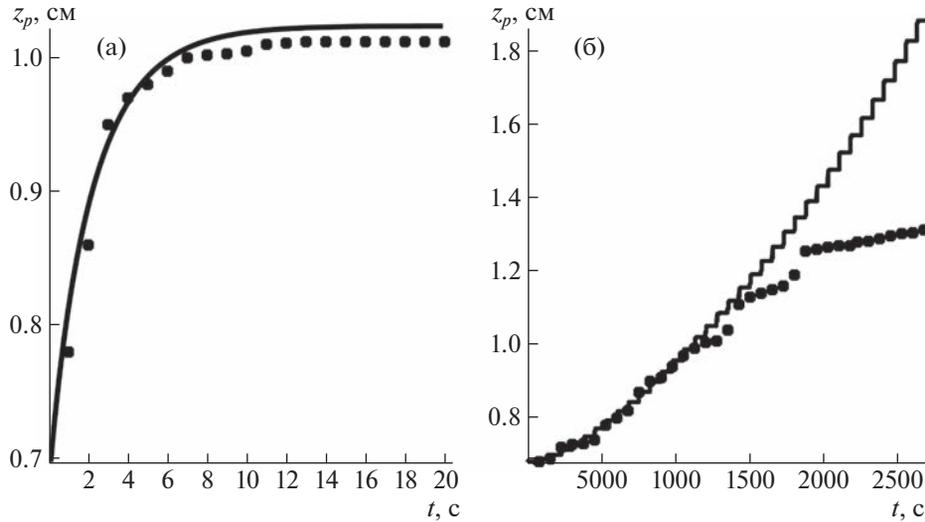


Рис. 3. Зависимость координаты z_p от времени t (точки — эксперимент, линия — теория): при постоянном магнитном поле $H_\infty = 100$ Э (а), при ступенчатом магнитном поле ($\Delta H_\infty = 6.2$ Э, $\Delta t = 75$ с) (б).

мость вертикальной координаты поршня z_p от времени t , эта зависимость обозначена точками на рис. 3б.

Таким образом, экспериментально показана возможность использования магнитной жидкости, содержащей тело из намагничивающегося материала, для перекачивания и дозирования немагнитной жидкости, а также возможность управления работой прототипа с помощью однородного магнитного поля.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ПОРШНЯ, РАЗДЕЛЯЮЩЕГО МАГНИТНУЮ И НЕМАГНИТНУЮ ЖИДКОСТИ

Постановка задачи. Рассмотрим задачу о движении поршня, разделяющего магнитную и немагнитную жидкости, в приложенном однородном вертикальном магнитном поле H_∞ . В начальный момент времени включается однородное вертикальное магнитное поле напряженностью H_∞ и открывается клапан в канале 1. При включенном поле поршень из-за магнитных сил начинает двигаться вверх, тем самым выталкивая немагнитную жидкость в сливной канал 1. Далее в некоторый момент времени t_p магнитное поле выключается $H_\infty = 0$, а клапан в канале 1 закрывается. При выключенном поле поршень опускается и сверху осуществляется залив перекачиваемой жидкости. Положение поршня в любой момент времени определяет координата его контакта с магнитной жидкостью — z_p . Сделаем следующие предположения: намагниченность магнитной жидкости линейно зависит от напряженности магнитного поля $M_f = \chi_f H$, $\chi_f = \text{const}$ ($\mu_f = 1 + 4\pi\chi_f$); намагниченность окружающей среды равна нулю $M_s = 0$, $\chi_s = 0$; намагниченность тела линейно зависит от напряженности магнитного поля $M_b = \chi_b H$, $\chi_b = \text{const}$ ($\mu_b = 1 + 4\pi\chi_b$). Задача решается с учетом силы тяжести, в безындукционном приближении $\chi_f \ll 1$.

Закон движения поршня имеет вид:

$$M_p \ddot{z}_p = -M_p g + S_p (p_f(z = z_p) - p_s(z = z_p + d_p)) + \int_{S_p} [\tau_{zz}]_f^s|_{z=z_p} dS \quad (1)$$

Тензор напряжений в вязких жидкостях имеет вид:

$$p_{ij} = -p g_{ij} + \tau_{ij}, \quad \tau_{ij} = \frac{H_i B_j}{4\pi} - \frac{HB}{8\pi} g_{ij} \quad (2)$$

где $g_{ij} = \mathbf{e}_i \times \mathbf{e}_j$ — компоненты метрического тензора.

До момента включения магнитного поля жидкости находятся в покое и в равновесии. Координату поршня z_p , координату поверхности жидкости в кювете ff и скорость поршня в начальный момент $t = 0$ обозначим следующим образом:

$$t = 0 : z_p = z_0, \quad h_{ff} = h_{ff0}, \quad \dot{z}_p = 0 \quad (3)$$

Отметим, что h_{ff0} зависит от начального положения поршня $z_0 \geq R_b$, высоты сливного отверстия h_c , до которого налита немагнитная жидкость, и других параметров задачи следующим образом:

$$h_{ff0} = z_0 \left(1 - \frac{\rho_s}{\rho_f} \right) + (h_c - d_p) \frac{\rho_s}{\rho_f} + \frac{M_p}{\rho_f S_p} \quad (4)$$

На поверхности раздела магнитной жидкости и поршня при $z = z_p$ за счет скачка магнитных свойств среды существует скачок тензора Максвелловских напряжений τ_{ij} . Скачок τ_{zz} при $z = z_p$ с учетом непрерывности вектора \mathbf{H}_t и компоненты B_n в безындукционном приближении имеет вид [4]:

$$[\tau_{zz}]_f^s (z = z_p) \approx \frac{\mu_f - 1}{8\pi} H^2 (z = z_p) \quad (5)$$

При расчетах в сосудах ff и f пренебрегаем течением жидкостей, так как скорость в данных сосудах мала ($R_v \gg \max(r_2, r_2)$). Уравнения гидростатики жидкостей в сосуде f при $\chi_i = \text{const}$ имеют вид:

$$-\nabla p_i + \rho_i g = 0, \quad i = f, s \quad (6)$$

Проинтегрировав уравнения (6), получим формулу для давлений в жидкостях в сосуде f :

$$p_i = C_i - \rho_i g z, \quad i = f, s \quad (7)$$

С учетом (2), (5), (7) уравнение движения поршня (1) может быть записано в виде

$$M_p \ddot{z}_p = -M_p g - g S_p (\rho_f z_p - \rho_s (z_p - d_p)) + (C_f - C_s) S_p + \int_{S_p} \frac{(\mu_f - 1) H^2 (z = z_p)}{8\pi} dS \quad (8)$$

Константы C_f и C_s в формуле (8) определяются из граничных условий, которые в случае наличия и отсутствия магнитного поля на поверхности кюветы ff отличаются друг от друга. Кроме того, важно, поднимается ли поршень или опускается. Одно из граничных условий сохраняется в любом случае: над поверхностью магнитной жидкости в сосуде ff в окружающей среде давление равно атмосферному $p = p_A$.

Уравнение движения поршня вверх в однородном магнитном поле. Когда магнитное поле H_∞ включено, поршень поднимается и жидкости текут в каналах 1 и 2. Жидкости считаются несжимаемыми, поэтому расход в сосудах f, ff и тонких каналах 1, 2 одинаковый:

$$S_p |\dot{z}_p| = S_1 u_{m1} = S_{ff} |\dot{h}_{ff}| = S_2 u_{m2}, \quad h_{ff} = h_{ff0} - \frac{S_p}{S_{ff}} (z_p - z_0) \quad (9)$$

Здесь $h_{ff}(t)$ – вертикальная координата поверхности магнитной жидкости в сосуде ff ; u_{m1} – средняя скорость, с которой течет перекачиваемая жидкость из сливного отверстия в канале 1; u_{m2} – средняя скорость, с которой течет магнитная жидкость из кюветы в сосуд f с поршнем в канале 2. Предполагается, что в тонких длинных трубках устанавливается течение Пуазейля, и имеет место следующая связь средней скорости и перепада давления в каналах:

$$u_{m1} = \frac{|p_1 - p_A|}{k_1}, \quad k_1 = \frac{8\pi\eta_s l_1}{S_1}, \quad u_{m2} = \frac{|p_3 - p_2|}{k_2}, \quad k_2 = \frac{8\pi\eta_f l_2}{S_2} \quad (10)$$

Здесь p_1 – давление жидкости в сосуде f на уровне канала 1, p_A – атмосферное давление на выходе канала 1, p_3 и p_2 – давление магнитной жидкости на концах канала 2, η_s, η_f – коэффициенты динамической вязкости немагнитной и магнитной жидкостей. Считается, что на выходе из канала 1 (как и на поверхности магнитной жидкости в сосуде ff) давление равно атмосферному.

На свободной поверхности магнитной жидкости в кювете ff при $z = h_{ff}$ поле равно нулю и выполнено условие:

$$p_f(z = h_{ff}) = p_A \quad (11)$$

С учетом граничного условия на поверхности раздела жидкостей в кювете ff выражение (11) для давления в магнитной жидкости в кювете ff при $z = R_b$ (на входе в канал 2) имеет вид:

$$p_3 = p_A + \rho_f g (h_{ff} - R_b) \quad (12)$$

С учетом (9), (10) и (12) выпишем выражение для константы C_f в выражении для давления в магнитной жидкости:

$$C_f = p_A + \rho_f g h_{ff} - \dot{z}_p \frac{S_p k_2}{S_2} \quad (13)$$

Теперь определим константу C_s в выражении для давления в немагнитной жидкости в сосуде ff . С учетом (9) и (10), считая, что на выходе из канала 1 при $z = h_c$ давление атмосферное, выражение для C_s имеет вид:

$$C_s = \dot{z}_p \frac{S_p k_1}{S_1} + p_A + \rho_s g h_c \quad (14)$$

Подставляя в закон движения (8) выражения (13), (14) с учетом (4), (9) получим следующее дифференциальное уравнение относительно z_p ($\rho_f^* = \rho_f + \rho_p S_p / S_{ff}$):

$$M_p \ddot{z}_p = -S_p^2 \left(\frac{k_2}{S_2} + \frac{k_1}{S_1} \right) \dot{z}_p + S_p g (\rho_s - \rho_f^*) z_p - M_p g + \rho_f g S_p \left(h_{ff0} + \frac{S_p}{S_{ff}} z_0 \right) - \rho_s g S_p (h_c - d_p) + \int_{S_p} \frac{(\mu_f - 1) H^2}{8\pi} dS \quad (15)$$

Выражение для квадрата модуля магнитного поля в безындукционном приближении равно квадрату магнитного поля вне сферического тела и имеет вид [25]:

$$H^2 = H_\infty^2 \left[\frac{9z^2(x^2 + y^2)D^2}{(z^2 + x^2 + y^2)^5} + \left(1 + \frac{D}{(z^2 + x^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}} - \frac{3z^2 D}{(z^2 + x^2 + y^2)^{\frac{5}{2}}} \right)^2 \right], \quad D = R^3 \frac{\mu_s - \mu_b}{2\mu_s + \mu_b} \quad (16)$$

Интеграл $F_M = (\mu_f - 1) \int_{S_p} H^2 dS / 8\pi$ назовем магнитной силой, эта сила линейно зависит от магнитной проницаемости μ_f и от квадрата приложенного магнитного поля H_∞ , и нелинейно зависит от координаты поршня z_p . Из-за наличия этой магнитной силы уравнение движения поршня вверх в магнитном поле (15) является нелинейным и решается численно.

Численные расчеты в случае постоянного магнитного поля. Рассмотрим случай постоянного магнитного поля $H_\infty = \text{const}$. График зависимости магнитной силы F_M , действующей на поршень, от координаты поршня z_p при $H_\infty = 150$ Э приведен на рис. 4. По данному графику видно, что чем ближе поршень к сферическому телу $z_p \approx R_b$, которое искажает приложенное поле, тем действующая на поршень сила больше. Когда поршень удаляется от сферического намагничивающегося тела, то сила убывает.

Уравнение движения (15) решается с учетом выражения для магнитного поля (16) с начальными условиями (3). Написана программа в пакете Maple, в которой методом Рунге-Кутты 4 порядка рассчитывается движение поршня. Все расчеты здесь и далее проведены при экспериментальных параметрах, указанных в таблице.

Графики зависимости координаты поршня z_p и расхода немагнитной жидкости Q от времени при различных H_∞ приведены на рис. 5а и 5б. На рис. 5а монотонно возрастающие части графиков соответствуют подъему поршня. На графиках линия 1 – $H_\infty = 50$ Э, 2 – $H_\infty = 150$ Э, 3 – $H_\infty = 300$ Э. Чем большее приложенное магнитное поле H_∞ , тем больше скорость и, соответственно, расход жидкости. Скорость поршня и расход жидкости максимальны в начальный момент времени, сразу после включения магнитного поля, и уменьшаются до нуля с течением времени, ко-

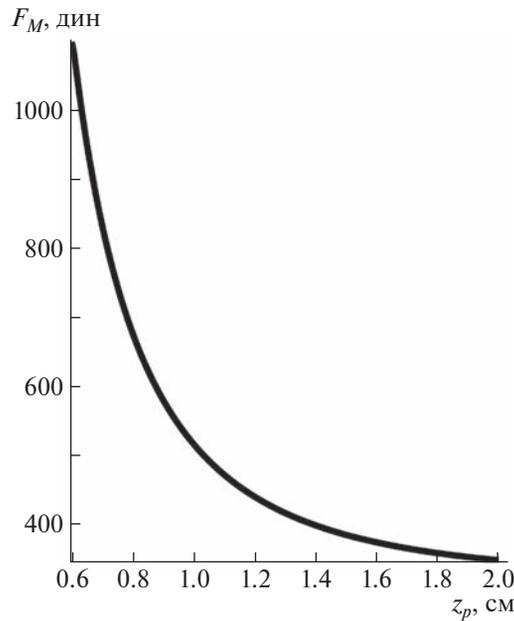


Рис. 4. Зависимость магнитной силы F_M , действующей на поршень, от координаты поршня z_p при $H_\infty = 150$ Э.

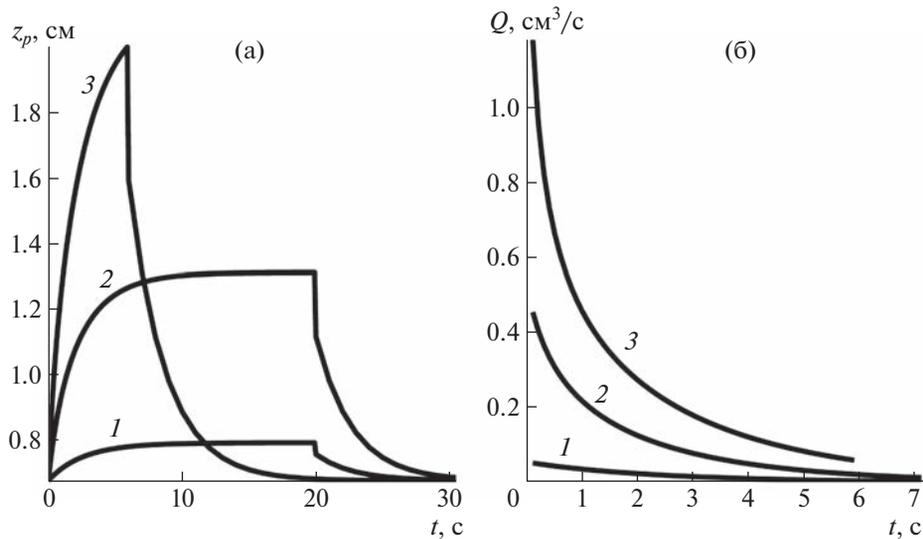


Рис. 5. Теоретические зависимости при разных H_∞ : 50, 150, 300 Э (1–3) (а) – $z_p(t)$, (б) – $Q(t)$.

гда поршень останавливается. Максимум графиков на рис. 5а в приложенном магнитном поле $H_\infty < H_c$ (H_c – поле, при котором равновесное положение поршня совпадает с координатой сливного отверстия) достигается в тот момент времени, когда скорость движения поршня становится мала (рис. 5а линии 1 и 2), и поршень занимает свое равновесное положение. При $H_\infty = H_c = 239$ Э равновесное положение поршня совпадает с вертикальной координатой сливного отверстия $z_p = h_c$. При $H_\infty > H_c$ расчет подъема поршня прекращается, когда координата поршня достигает сливного отверстия (рис. 5а линия 3). Время движения поршня t_p – это время, за которое при соответствующем приложенном магнитном поле $H_\infty < H_c$ устанавливается равновесие поршня, или в случае $H_\infty > H_c$ – это время, за которое поршень достигает координаты сливного отверстия $z_p = h_c$. Эта зависимость имеет максимум при $H_\infty = H_c$, и для полей, больших этого значения, резко убывает. График зависимости времени движения поршня t_p от приложенного магнитного поля H_∞

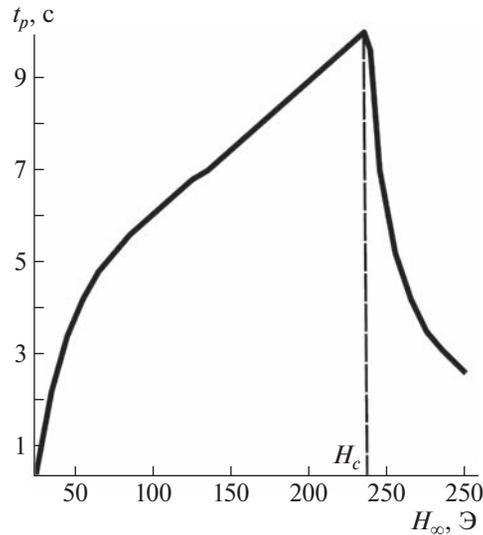


Рис. 6. Теоретическая зависимость времени подъема поршня t_p от H_∞ ($H_c = 239$ Э).

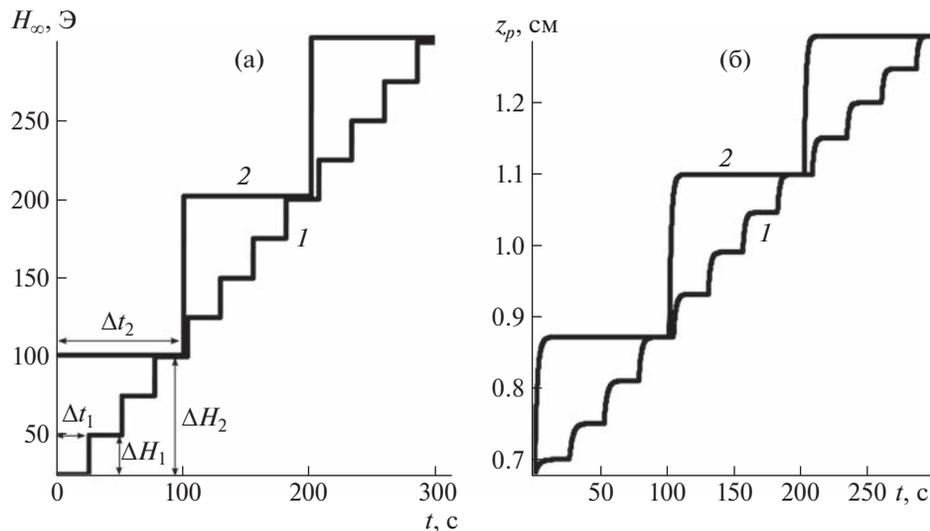


Рис. 7. Примеры ступенчатого изменения поля $H_\infty(t)$ от времени (а). Теоретическая зависимость z_p от t для этих примеров (б).

построен на рис. 6. На рис. 3а приведены теоретическая и экспериментальная зависимости координаты поршня z_p от времени t при $H_\infty = 100$ Э. Видно хорошее совпадение теории и эксперимента.

Численные расчеты в случае ступенчатого магнитного поля $H_\infty(t)$. Магнитное поле H_∞ может меняться со временем. Например, рассмотрим ступенчатые функции $H_\infty(t) = \Delta H [t/\Delta t]$, где $[t/\Delta t]$ — целая часть числа. Ступенчатое магнитное поле позволяет дозировать поток перекачиваемой жидкости, а также обеспечить более равномерный расход жидкости. Для наглядности рассмотрим два случая. На рис. 7а изображены зависимости поля, меняющегося скачками при $\Delta H_1 = 25$ Э, $\Delta t_1 = 25$ с (линия 1) и при $\Delta H_2 = 100$ Э, $\Delta t_2 = 100$ с (линия 2). На рис. 7б изображена зависимость вертикальной координаты поршня от времени для таких ступенчатых полей (линии 1 и 2 соответственно). При увеличении поля скачком на ΔH_∞ поршень начинает подниматься, и за время t_{eq} устанавливается новое положение равновесия выше на Δz . Теоретическая зависимость времени t_{eq} от величины скачка магнитного поля ΔH_∞ показана на рис. 8а. При увеличении скачка поля ΔH_∞ ,

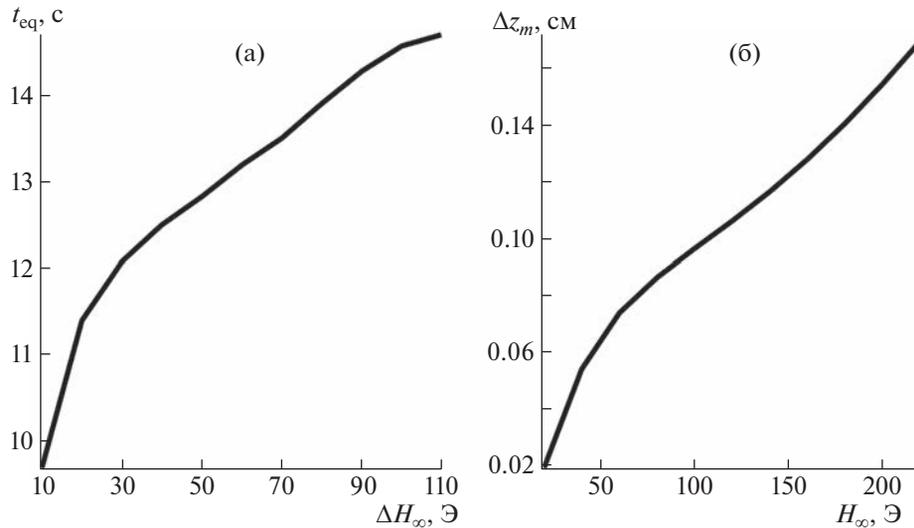


Рис. 8. Теоретические зависимости: (а) – $t_{eq}(H_{\infty})$, (б) – $\Delta z_m(H_{\infty})$.

время t_{eq} возрастает. При достаточно больших полях ~ 100 Э время t_{eq} выходит на постоянное значение $t_{eq} \approx 15$ с, при указанных в таблице параметрах. Отметим, что в эксперименте, рассмотренном выше, $\Delta t > 15$ с, поэтому на каждом шаге поршень выходит на равновесное положение. Можно отметить, что максимальное изменение вертикальной координаты поршня Δz_m возрастает с ростом значения ступенчатого поля $H_{\infty}(t)$, а значит со временем t (см. рис. 8б). Это означает, что ступенчатое магнитное поле с одинаковыми ступеньками не гарантирует одинаковый подъем поршня при каждом изменении ступенчатого поля.

На рис. 3б приведены теоретические и экспериментальные зависимости z_p от t в ступенчатом поле, использованном в эксперименте. Видно хорошее совпадение теории и эксперимента, при малых временах, соответствующих малым магнитным полям $H_{\infty} < 100$ Э. При больших временах, соответствующих большим полям $H_{\infty} > 120$ Э, наблюдается расхождение теории и эксперимента, связанное с тем, что при этих полях надо учитывать зависимость магнитной проницаемости от H ($\mu_f = \mu_f(H)$) и магнитная сила при этом становится меньше силы, рассчитанной теоретически при $\mu_f = \text{const}$.

Уравнение движения поршня при выключении магнитного поля. Пусть после включения поля H_{∞} поршень поднялся до уровня $h_{cc} > z_0$, величина h_{cc} ограничена $h_{cc} \leq h_c$. И в этот момент $t = t_{cc}$ поле выключается. Поршень начинает опускаться. Вид уравнения движения поршня при выключении магнитного поля существенно зависит от способа залива перекачиваемой жидкости. Будем считать, что пространство между $z = z_p$ и $z = h_c$ мгновенно заполняется перекачиваемой жидкостью, и при $z = h_c$ поддерживается давление $p_s = p_A$. При этом уравнение движения поршня имеет вид, отличающийся от уравнения (15). Выражение для константы C_s при указанных выше граничных условиях имеет вид:

$$C_s = p_A + \rho_s g h_c \tag{17}$$

Для определения C_f учтем, что $p_f = p_A$ при $z = h_{ff}$ в сосуде ff . Давление магнитной жидкости в сосуде ff при $z = R_b$ этом имеет вид:

$$p_3 = p_A + \rho_f (h_{ff} - R_b) \tag{18}$$

Давление магнитной жидкости в сосуде f при $z = R_b$ равно:

$$p_2 = C_f - \rho_f g R_b \tag{19}$$

Так как $p_2 - p_3 = k_2 u_{m2}$ и $p_2 > p_3$, то выражение для C_f имеет вид:

$$C_f = p_A - \rho_f g h_{ff} + k_2 u_{m2} \tag{20}$$

Величина $h_{ff}(t)$ связана с z_p законом сохранения массы магнитной жидкости:

$$(h_{ff}(t) - h_{ff}(t = t_{cc}))S_{ff} = (h_{cc} - z_p)S_p \quad (21)$$

Здесь $h_{cc} = z_p(t = t_{cc})$ – положение поршня в момент выключения магнитного поля. Величины $h_{cc}(t = t_{cc})$ и $h_{ff}(t = t_{cc})$ определяются из решения задачи при $0 \leq t \leq t_{cc}$, когда магнитное поле включено ($H_\infty \neq 0$). Из закона сохранения массы следует выражение для h_{ff} ($K = V_f/S_{ff}$, здесь V_f – объем магнитной жидкости, при $z > 0$, $V_f = \text{const}$):

$$h_{ff} = h_{ff}(t = t_{cc}) + \frac{(h_{cc} - z_p)S_p}{S_{ff}} = \frac{(h_{ff}(t = t_{cc})S_{ff} + h_{cc}S_p)}{S_{ff}} - \frac{z_p S_p}{S_{ff}} = K - \frac{z_p S_p}{S_{ff}} \quad (22)$$

С учетом (9), (17), (20), (22) уравнение для z_p (8) в отсутствие магнитного поля можно записать в виде ($\rho_f^* = \rho_f + \rho_p S_p/S_{ff}$):

$$M_p \ddot{z}_p = -M_p g + \frac{k_2 |\dot{z}_p| S_p^2}{S_2} - z_p g S_p (\rho_f^* - \rho_s) + \rho_f g K S_p - \rho_s g (h_c - d_p) S_p \quad (23)$$

Это уравнение верно при $\dot{z}_p < 0$, $|\dot{z}_p| = -\dot{z}_p$. Данное уравнение решается с начальными условиями:

$$t = t_c : z_p = h_{cc}, \quad \dot{z}_p = 0 \quad (24)$$

Уравнение (23) является линейным дифференциальным уравнением второго порядка с постоянными коэффициентами и решается аналитически. Введем обозначения: $A = k_2 S_p^2/S_2$; $B = g S_p (\rho_f^* - \rho_s)$; $C = \rho_f g K S_p - \rho_s g (h_c - d_p) S_p - M_p g$. При этом уравнение (23) имеет вид:

$$M_p \ddot{z}_p + A \dot{z}_p + B z_p - C = 0 \quad (25)$$

Для дифференциального уравнения (25) можно написать характеристическое уравнение: $M_p \lambda^2 + A \lambda + B = 0$. Из решения характеристического уравнения получаем: $\lambda_{1,2} = (-A \pm \sqrt{A^2 - 4BM_p})/(2M_p)$. При параметрах, указанных в таблице $A = 1775$ [г · с⁻¹], $B = 652$ [дин · см⁻¹], $C = 443$ [дин], $\lambda_1 = -7100$ [с⁻¹], $\lambda_2 = -0.37$ [с⁻¹].

Решение дифференциального уравнения второго порядка (25) имеет вид:

$$z_p = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t} + \frac{C}{B} \quad (26)$$

Константы C_1, C_2 находятся из начальных условий (24).

На основании решения (26) можно продолжить графики зависимости координаты поршня от времени. Для параметров, указанных в таблице, данные зависимости показаны на рис. 5а (монотонно убывающие части графиков) при разных значениях постоянного магнитного поля до его выключения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан прототип насоса-дозатора на основе взаимодействия тела из намагничивающего материала и магнитной жидкости в однородном магнитном поле. Основное достоинство такого прототипа в том, что управление процессом перекачивания происходит бесконтактно с помощью однородного магнитного поля. Это позволяет уменьшать размеры устройства, которые не ограничиваются характерными размерами изменения магнитного поля.

Экспериментальное исследование движения вверх поршня насоса-дозатора при включении постоянного или ступенчатого поля показало возможность управления насосом-дозатором с помощью однородного магнитного поля. Различные способы изменения во времени однородного магнитного поля могут быть использованы для регулирования расхода перекачиваемой жидкости. В частности, ступенчатое изменение магнитного поля позволяет дозировать поток перекачиваемой жидкости, если это необходимо.

Выведены уравнения, описывающие движение поршня, разделяющего магнитную и перекачиваемую жидкости в предложенном прототипе, как при включении магнитного поля, так и при его выключении.

Теоретически рассмотрено движение поршня вниз при выключении магнитного поля для одного из возможных способов залива перекачиваемой жидкости. Выписано аналитическое решение и построены зависимости положения поршня от времени при движении поршня вниз. Эти зависимости позволяют оценить время опускания поршня после выключения магнитного поля.

Численные расчеты движения поршня при включении постоянного магнитного поля позволили получить зависимость времени подъема поршня от величины поля. Эта зависимость имеет максимум при некотором значении магнитного поля, и для полей, больших этого значения, резко убывает. Получено выражение для магнитной силы, действующей на поршень в магнитном поле. Показано, что магнитная сила убывает при удалении поршня от тела, окруженного магнитной жидкостью. Рассчитаны зависимости положения поршня и текущего расхода перекачиваемой жидкости от времени при разных значениях магнитного поля. Показано, что скорость движения поршня и расход растут с ростом величины поля и уменьшаются до нуля со временем.

В случае ступенчатого магнитного поля рассчитана зависимость оптимального времени ожидания равновесия поршня от величины ступеньки переключаемого поля. Обнаружено, что время ожидания ограничено сверху некоторым значением. Это означает, если время выдержки ступеньки поля больше этого значения, то поршень успевает остановиться перед очередным увеличением поля. Вычислена зависимость изменения вертикальной координаты поршня при увеличении поля на очередной ступеньке от величины магнитного поля. Показано, что эта зависимость является возрастающей. Это означает, что ступенчатое магнитное поле с одинаковыми ступеньками не гарантирует одинаковый подъем поршня при каждом изменении поля.

Траектории подъема поршня, рассчитанные численно, как для постоянного, так и для ступенчатого достаточно малых магнитных полей, хорошо совпадают с измеренными в эксперименте.

Работа поддержана Российским научным фондом (№ 20-71-10002).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Neuringer J.L., Rosensweig R.E.* Ferrohydrodynamics // *The Physics of Fluids*. 1964. V. 7. № 12. P. 1927–1937.
2. *Розенцвейг Р.* Феррогидродинамика. Пер. с англ. М.: Мир, 1989. С. 357.
3. *Гогосов В.В., Налетова В.А., Шапошникова Г.А.* Гидродинамика намагничивающихся жидкостей // *Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа*. 1981. Т. 16. С. 76–208.
4. *Налетова В.А.* Лекции по феррогидродинамике. М.: Изд-во ЦПИ при механико-математическом факультете МГУ, 2005. С. 152.
5. *Кирюшин В.В., Параскевопуло О.Р.* Форма поверхности капли магнитной жидкости вблизи острия магнитного клина // *Изв. РАН. МЖГ*. 1992. № 4. С. 113–117.
6. *Пелевина Д.А.* Форма свободной поверхности магнитной жидкости с цилиндрическим концентратором магнитного поля // *Изв. РАН. МЖГ*. 2016. № 6. С. 15–24.
7. *Тятюшкин А.Н.* Течение тонкого слоя намагничивающейся жидкости в магнитном поле. // *Известия РАН. МЖГ*. 2019. № 4. С. 27–32.
8. *Тятюшкин А.Н.* Деформация капли вязкой намагничивающейся жидкости в нестационарном магнитном поле // *Изв. РАН. МЖГ*. 2021. № 5. С. 138–150.
9. *Park G.S., Park S.H.* Design of magnetic fluid linear pump // *IEEE Trans. Magn.* 1999. V. 35. № 5. P. 4058–4060.
10. *Park G.S., Park S.H.* New structure of the magnetic fluid linear pump // *IEEE Trans. Magn.* 2000. V. 36. № 5. P. 370–3711.
11. *Park G.S., Kang S.* New Design of the magnetic fluid linear pump to reduce the discontinuities of the pumping forces // *IEEE Trans. Magn.* 2004. V. 40. № 2. P. 916–919.
12. *Zhao M., Zou J.B., Xu Y.X., Zhao B., Li Y.* Investigation of spin travelling wave pump on magnetic fluid // *Materials Research Innovations*. 2015. V. 19. № 5. P. 429–432.
13. *Zhao Meng, Zou Jibin, Hu Jianhui, Xu Yongxiang.* Analysis of driving capacity on traveling wave pump of magnetic fluid // *Abstract Book of 12th International Conference on Magnetic Fluids (ICMF12)*, Sendai. 2010. P. 138–139.
14. *Ido Y., Tanaka K., Sigiura Y.* Fluid transportation mechanisms by a coupled system of elastic membranes and magnetic fluid // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2002. V. 252. P. 344–346.
15. *Калмыков С.А., Налетова В.А., Пелевина Д.А., Турков В.А.* Двухслойное течение намагничивающихся жидкостей // *Изв. РАН. МЖГ*. 2013. № 5. С. 3–13.
16. *Greivell N.E., Hannaford B.* The Design of a Ferrofluid Magnetic Pipette // *Transactions on Biomedical Engineering*. 1997. V. 44. № 3. P. 129–135.

17. *Yamahata C., Chastellain M., Parashar V.K., Petri A., Hofmann H., Gijss M.A.M.* Plastic micropump with ferrofluidic actuation // *Journal of Microelectromechanical Systems*. 2005. V. 14. № 1. P. 96–102.
18. *Das K., Sarkar M., Mukhopadhyay A., Ganguly R.* Transient response of a ferrofluid plug-driven micropump // *Magneto hydrodynamics*. 2013. V. 49. № 3/4. P. 499–504.
19. *Ando B., Ascia A., Baglio S., Pitrone N.* Ferrofluidic pumps: A valuable implementation without moving parts // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 2009. V. 58. № 9. P. 3232–3237.
20. *Andò B., Ascia A., Baglio S., Pitrone N.* Magnetic Fluids and Their Use in Transducers // *IEEE Instrumentation & Measurement Magazine*. 2006. V. 9. № 6. P. 44–47.
21. *Hartshorne H., Backhouse C.J., Lee W.E.* Ferrofluid-based microchip pump and valve // *Sensors and Actuators*. 2004. V. 99. № 2–3. P. 592–600.
22. *Hatch A., Kamholz A.E., Holman G., Yager P., Böhringer K.F.* A Ferrofluidic Magnetic Micropump // *Journal of microelectromechanical systems*. 2001. V. 10. № 2. P. 215–221.
23. *Ashouri M., Shafii M.B., Moosavi A., Hezave H.A.* A novel revolving piston minipump // *Sensors and Actuators*. 2015. V. 218. P. 237–244.
24. *Liu B., Zhang Z., Yang J., Yang J., Li D.* A rotary ferrofluidic vane micropump with C shape baffle // *Sensors and Actuators*. 2018. V. 263. P. 452–458.
25. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. С. 632.

УДК 533.6.011

НЕСУЩИЕ ПРОФИЛИ, БЛИЗКИЕ К ОБТЕКАЕМЫМ С НАИБОЛЬШИМИ КРИТИЧЕСКИМИ ЧИСЛАМИ МАХА

© 2023 г. А. Н. Крайко^{а,*}, В. А. Шаповалов^а

^аЦентральный институт авиационного моторостроения им. П.И. Баранова, Москва, Россия

*E-mail: akraiko@ciam.ru

Поступила в редакцию 29.08.2022 г.

После доработки 11.10.2022 г.

Принята к публикации 11.10.2022 г.

Прямой метод построения двумерных оптимальных по критическим числам Маха M^* тел построены близкие к оптимальным по M^* несущие профили. Их практически нулевые коэффициенты волнового сопротивления c_x остаются таковыми не только при числах Маха набегающего потока M_0 меньших M^* , но и при M_0 заметно превышающих M^* . Этим новые несущие профили отличаются от суперкритических несущих профилей, c_x которых стремительно растут при превышении расчетных значений M_0 . При равных толщинах и $M_0 = M^*$ суперкритические профили реализуют большие коэффициенты подъемной силы c_y . Однако из-за отмеченного выше отличия в поведении c_x при M_0 , больших расчетных, качество суперкритических профилей может стать ниже даже как отношение c_y не к c_x , а к коэффициенту полного сопротивления.

Ключевые слова: несущие профили, близкие к оптимальным по наибольшим критическим числам Маха, отрезки звуковых линий тока, аппроксимируемые кривыми Бернштейна–Безье, генетический алгоритм

DOI: 10.31857/S0568528122700013, EDN: AKJBPI

Анализ [1] для симметричных профилей и тел вращения в равномерных набегающих потоках с числами Маха $M_0 < 1$ и его обобщения [2] на тела в цилиндрических каналах и в решетках, на контуры с отрезками горизонталей и областями поступательного звукового течения определили важную роль отрезков звуковых линий тока в контурах конфигураций, обтекаемых идеальным (невязким и нетеплопроводным) газом с наибольшими критическими числами Маха $M_0 = M^* < 1$. Анализ обтекания таких тел включал доказательство и применение “свойства прямолинейности” звуковых линий (“линий перехода”), отличных от звуковых линий тока, отрезки которых формируют оптимальные контуры. Второе утверждение – принцип максимума, согласно которому в таких течениях число Маха может достигать своего максимального значения $M = 1$ только на обтекаемых контурах. Свойство прямолинейности линий перехода и принцип максимума справедливы и при “дозвуковом” (как и в [1, 2], с $M \leq 1$) обтекании несимметричных профилей. Однако для них доказать ключевые при выяснении структуры оптимальных тел утверждения, названные в [1] “теоремой сравнения” и “леммой граничной точки”, не удалось.

Построенные в [3–10] примеры оптимальных тел в безграничном равномерном дозвуковом набегающем потоке включают симметричные профили и замкнутые тела вращения, обтекаемые под нулевым углом атаки, а также головные или кормовые части полубесконечных пластины и кругового цилиндра. Для их построения созданы численно-аналитические инструменты с весьма сложными аналитическими составляющими. Подход, развитый в [11], оказался намного проще. В его основе – прямой метод оптимального профилирования с численным решением “установленным” уравнений Эйлера, описывающих дозвуковое обтекание идеальным газом искомых тел, представление выпуклых звуковых участков их контуров кривыми Бернштейна–Безье (КББ) и нахождение оптимальных КББ с помощью генетического алгоритма (ГА). При этом минимизируются интегралы по выпуклым участкам контура от квадрата разности давления p и его известной отвечающей $M = 1$ “критической” величины p_* . У оптимальных по M^* тел выпуклые участки – отрезки звуковых линий тока и эти интегралы равны нулю.

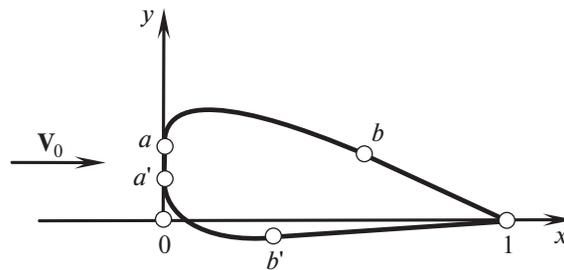


Рис. 1. Близкий к оптимальному по M^* несущий профиль с отрезками звуковых (при $M_0 = M^*$) линий тока ab и $a'b'$.

1. БЛИЗКИЕ К ОПТИМАЛЬНЫМ ПО M^* НЕСУЩИЕ ПРОФИЛИ

Все построенные в [11] плоские и осесимметричные оптимальные по M^* тела, как и в [3–10], обтекаются равномерным набегающим потоком под нулевым углом атаки. Далее, как и в [11], ось x декартовых координат xy направлена по скорости V_0 набегающего потока. При построении близких к оптимальным по M^* несущих профилей зададим и примем за линейный масштаб проекцию их хорды на ось x . При передней точке профиля i , помещенной на ось y , и концевой точке f , помещенной на ось x , профилю отвечают $0 \leq x \leq 1$. Как и в [1–11], возможны и иные ограничения, например

$$\frac{dy}{dx} \equiv \operatorname{tg}\theta \geq \operatorname{tg}\theta_m, \quad S \equiv \int_i^f (y^+ - y^-) dx \geq S_m \quad (1.1)$$

с заданными константами $\theta_m < 0$ и $S_m > 0$ и уравнениями $y = y^+(x)$ и $y = y^-(x)$ верхней и нижней образующими профиля.

Первое ограничение (1.1) приводило к появлению у построенных ранее оптимальных по M^* симметричных обтекаемых под нулевым углом атаки профилей прямолинейных участков $dy/dx = \operatorname{tg}\theta_m$, заканчивающихся в их концевой точке $x = 1, y = 0$. Ограничение же на площадь “продольного” сечения S , введенное еще в [1], приводило к появлению у этих профилей переднего торца ia , на котором $x = 0$, и выпуклого отрезка звуковой линии тока, на котором $M = 1$ и $p = p_*$. При гладкой стыковке всех участков оптимальных образующих (непрерывности угла наклона касательной к ним θ) кривизна звуковых участков в их концевых точках обращается в бесконечность [7–12]. При приближении к этим точкам по отрезкам $\theta = \operatorname{const}$ бесконечны производные p и V , а при приближении по нормали к контуру – производные всех параметров [12].

Согласно “Заключению” [11]: “... ставшие легко доступными оптимальные по M^* конфигурации по-прежнему ограничены симметричными профилями, телами вращения и головными и кормовыми частями, обтекаемыми под нулевым углом атаки. Тем не менее хочется верить, что легкость проб поможет найти структуру принципиально иных оптимальных по M^* двумерных конфигураций”. Ниже построены примеры именно таких, близких к оптимальным по M^* несущих профилей.

Изображенный на рис. 1 несущий профиль отличается от профилей, построенных ранее, несимметрией его верхней и нижней образующих. Во-первых, отрезок $a'b'$ звуковой при $M_0 = M^*$ линии тока меньше подобного верхнего отрезка ab . По этой причине при построении искомых профилей прямым методом [11] минимизируются интегралы

$$I = \int_a^b (p - p_*)^2 d\xi, \quad I' = \int_{a'}^{b'} (p - p_*)^2 d\xi \quad (1.2)$$

Здесь и далее, как в [11], ξ – расстояние, отсчитываемое вдоль контура, p_* – отвечающее $M = 1$ критическое давление, за масштабы плотности ρ и скоростей взяты их размерные (с индексом “градус”) критические величины ρ_*^0 и a_*^0 , а за масштаб $p - \rho_*^0 a_*^0$. Для совершенного газа с постоянными теплоемкостями и их отношением (показателем адиабаты) γ безразмерное $p_* = 1/\gamma$. Во-вторых, для увеличения подъемной силы дозвуковой при $M_0 = M^*$ концевой участок нижнего контура, плавно примыкающий к отрезку $a'b'$, может быть вогнутым.

Наряду с функционалом (1.2) вычисляются коэффициенты волнового сопротивления c_x и подъемной силы c_y и площадь S продольного сечения профиля

$$c_x = \frac{2}{\rho_0 V_0^2} \oint_{fif} (p - p_0) dy, \quad c_y = \frac{2}{\rho_0 V_0^2} \oint_{fif} (p - p_0) dx, \quad S = \int_i^f (y^+ - y^-) dx \quad (1.3)$$

со средней точкой i торца $a'a$. Для совершенного газа давление p_0 и $\rho_0 V_0^2$ – функции числа Маха M_0 набегающего потока

$$V_0^2 = \frac{(\gamma + 1)M_0^2}{2 + (\gamma - 1)M_0^2}, \quad p_0 = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\gamma + 1}{2} - \frac{\gamma - 1}{2} V_0^2 \right)^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad \rho_0 V_0^2 = \gamma p_0 M_0^2.$$

КББ, которыми аппроксимировались криволинейные участки контуров искомым несущим профилей, задаются формулами [13]

$$P(t) = \sum_{k=0}^K B_k^K(t) P_k, \quad B_k^K(t) = \frac{K!}{k!(K-k)!} t^k (1-t)^{K-k}, \quad t \in [0, 1]$$

в которых P – координаты (x, y) , t – параметр, $B_k^K(t)$ – полиномы Бернштейна, а P_k – координаты концов (контрольных точек) отрезков ломаной (“полигона”). В общем случае КББ проходит лишь через крайние контрольные точки, касаясь в них соответствующего отрезка полигона. Существенна линейная зависимость координат КББ от координат P_k ее контрольных точек.

Верхние звуковые при $M_0 = M^*$ отрезки образующих искомым профилей КББ определяют так же, как при построении симметричных профилей в [11]. При построении выпуклого и вогнутого участков нижних образующих две КББ обеспечивают гладкую стыковку выпуклого участка $a'b'$ с торцом $a'a$ в точке a' и с вогнутым концевым участком в точке b' . Гладкую стыковку в точке b' реализует помещение этой точки и двух соседних с ней контрольных точек КББ на отрезок заранее неизвестной прямой линии.

Ближние к оптимальным по M^* несущие профили строились прямым методом [11], который ранее развивался и применялся при построении оптимальных аэродинамических форм в [14–18]. Оптимальные параметры КББ – оставшиеся не заданными (“свободными”) координаты контрольных точек, включая координаты точек стыковки y_a, x_b, x_b' и y_b' (индексы a, b, \dots метят величины в точках a, b, \dots), обеспечивающие близкие к нулю значения введенных в (1.2) и (1.3) функционалов I, Γ и c_x , находил ГА, описанный в [11].

Распределения параметров и значения I, Γ, c_x и c_y при стационарном обтекании каждого сгенерированного ГА профиля находились установлением по времени при численном решении уравнений течения идеального газа (уравнений Эйлера). Записанные в дивергентной форме нестационарные уравнения Эйлера интегрировались разностной схемой Годунова [19] повышенного согласно [20, 21] порядка аппроксимации (на гладких решениях). Как и в [11], в плоскости xu уравнения Эйлера численно интегрировались в области, ограниченной окружностью $r \equiv (x^2 + y^2)^{1/2} = 15$ с параметрами невозмущенного потока в примыкающем к окружности слое “вспомогательных” ячеек [22]. Ячейки разностной сетки, адаптированной к обтекаемым телам, увеличивались линейно по r . Чтобы избежать связанного с этим роста времени установления, интегрирование уравнений велось по неявной разностной схеме [23] с числом Куранта $cu = 10-20$. Не вдаваясь в дальнейшие подробности, перейдем к примерам построенных близких к оптимальным по M^* несущим профилям.

2. ПРИМЕРЫ БЛИЗКИХ К ОПТИМАЛЬНЫМ ПО M^* НЕСУЩИХ ПРОФИЛЕЙ

Все расчеты выполнены для $\gamma = 7/5 = 1.4$ с заданием выпуклых звуковых участков симметричных профилей кривыми Бернштейна–Безье 10-го порядка ($K = 10$). Вогнутые концевые участки их нижних образующих задавались КББ 3-го порядка, а при представлении полей чисел Маха координаты x и y отнесены к проекции хорды профиля на ось x .

В табл. 1 приведены числа Маха M_0 , углы атаки α и относительные толщины h – максимальные разности y при фиксированном x верхней и нижней образующих трех построенных прямым методом оптимизации близких к оптимальным по $M^* = M_0$ несущим профилей. Четвертый несущий профиль – суперкритический для $M_0 = 0.785$ несущий профиль SC(2)_NASA_0410 из [24]. С этим профилем будет сравниваться один из построенных близких к оптимальному по $M^* = 0.785$ несущим профилем. Существенно, что все четыре профиля обтекаются под небольшими отрицательными углами атаки. Методы построения двумерных суперкритических конфигураций, обтекаемых на расчетном режиме с местными безударными сверхзвуковыми зонами, развивались в [25–29].

Таблица 1

M_0	$-\alpha$	h
0.7	0.0211	0.1774
0.785	0.009	0.101
0.785 (NASA)	0.0076	0.1
0.85	0.0044	0.0546

Таблица 2

M_0	N	$I \times 10^4$	$\Gamma \times 10^4$	$c_x \times 10^5$	$c_y \times 10^3$	$(M^m - 1) \times 10^3$
0.7	13744 ($\times 4$)	18 (17)	18 (19)	42 (8)	488 (489)	11 (37)
0.785	14688 ($\times 4$)	64 (63)	14 (16)	17 (2)	246 (246)	29 (31)
0.785 (NASA)	16960 ($\times 4$)			58 (20)	395 (398)	139 (121)
0.85	15664 ($\times 4$)	31 (31)	44 (47)	8 (1)	150 (150)	25 (32)

В табл. 2 собраны величины I , Γ , c_x , c_y и отличие от единицы максимальных чисел Маха M^m при числах Маха набегающего потока M_0 и углах атаки, указанных в табл. 1. Все перечисленные величины были получены на двух разностных сетках с числом ячеек N и $4N$. Сравнение значений, полученных на исходных и более “тонких” сетках (в скобках), демонстрирует достоверность результатов расчета. Из приведенных величин практически неизменен коэффициент подъемной силы, слегка изменяются интегралы I и Γ и умеренно – максимальные числа Маха M^m . Уменьшение же почти на порядок крайне малых значений c_x , близких к оптимальным по M^* несущим профилям, как и в [11], – свидетельство высокой точности результатов, ибо здесь отличие c_x от нуля – следствие погрешностей счета. С учетом сказанного далее приводятся результаты, полученные на исходных сетках.

На рис. 2 показаны поля чисел Маха при обтекании с $M_0 = 0.785$ несущего профиля, близкого к оптимальному по $M^* = 0.785$ (а), и суперкритического профиля SC(2)_NASA_0410, спрофилированного на $M_0 = 0.785$ (б). Хотя согласно табл. 2 отличие M^m от единицы у второго профиля вчетверо больше, чем у первого, на расчетном режиме (при $M_0 = 0.785$), он обтекается почти безударно с $c_x \approx 0.2 \times 10^{-3}$.

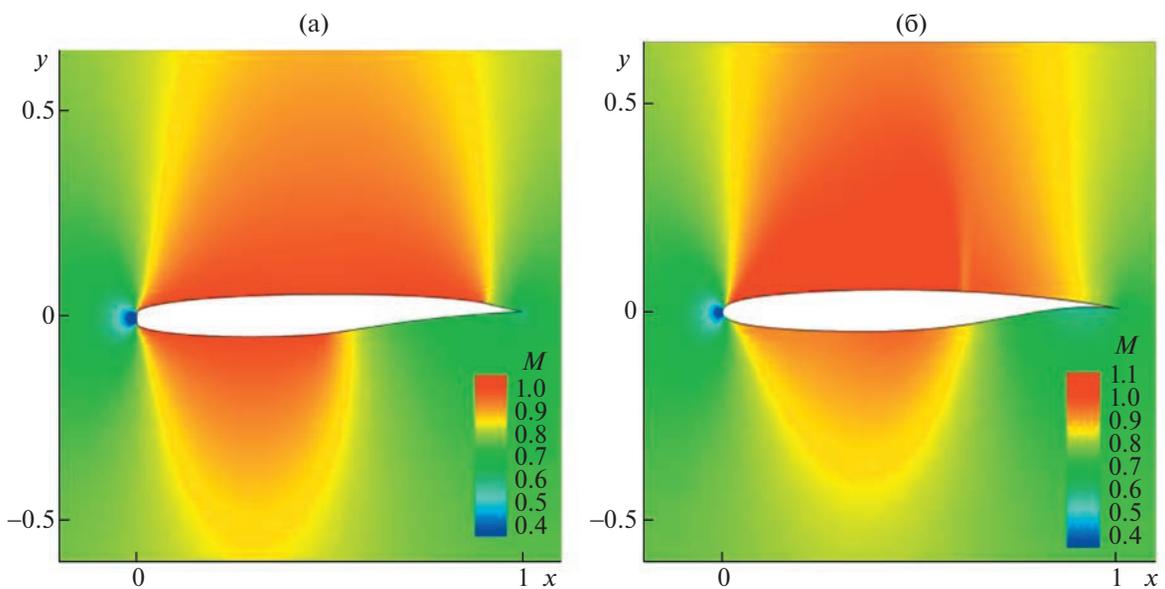


Рис. 2. Поля чисел Маха при обтекании с $M_0 = 0.785$ несущего профиля, близкого к оптимальному по $M^* = 0.785$ (а), и суперкритического профиля SC(2)_NASA_0410, спрофилированного на $M_0 = 0.785$ (б).

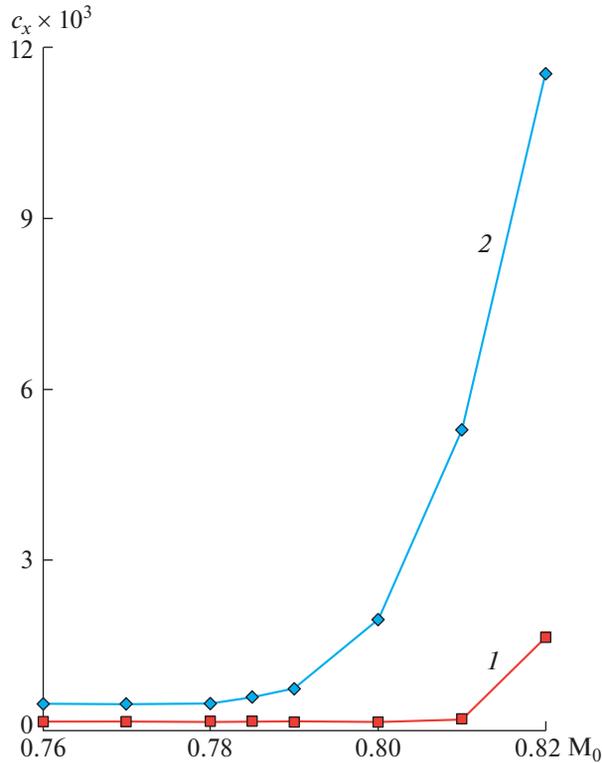


Рис. 3. Зависимость c_x от M_0 профилей: близкого к оптимальному по $M^* = 0.785$ (1) и профиля SC(2)_NASA_0410 (2).

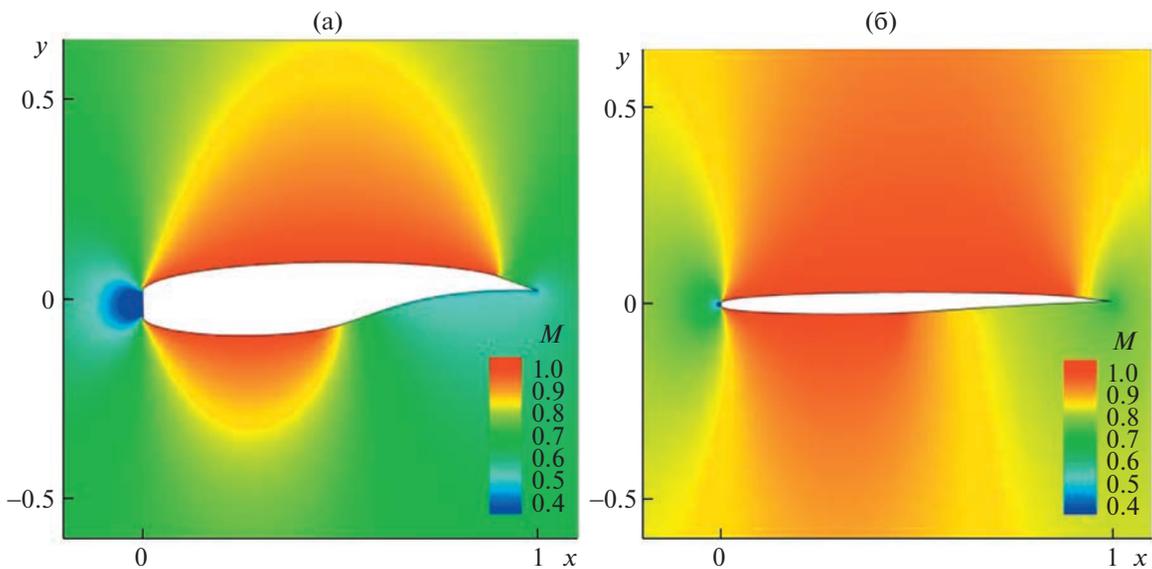


Рис. 4. Поля чисел Маха около близких к оптимальным по M^* несущих профилей: (а, б) – $M^* = 0.7, 0.85$.

Согласно рис. 3 ситуация резко меняется при M_0 , больших расчетного значения $M_0 = 0.785$. У близкого к оптимальному по M^* несущего профиля c_x не изменяется до $M_0 = 0.81$, возрастая затем до $c_x = 1.64 \times 10^{-3}$ при $M_0 = 0.82$ на исходной сетке и до $c_x = 1.48 \times 10^{-3}$ на четверо более густой. В отличие от этого c_x суперкритического профиля NASA начинает при $M_0 > 0.785$ расти сразу, достигая при $M_0 = 0.82$ много большей величины $c_x \approx 1.2 \times 10^{-2}$. На рис. 3 и далее ломанные кривые образуют прямолинейные отрезки, которые соединяют представленные значками результаты расчета.

На рис. 4 даны поля чисел Маха при обтекании с $M_0 = M^*$ несущих профилей, близких к оптимальным по $M^* = 0.7$ (а) и $M^* = 0.85$ (б). Зависимости от M_0 коэффициентов волнового сопро-

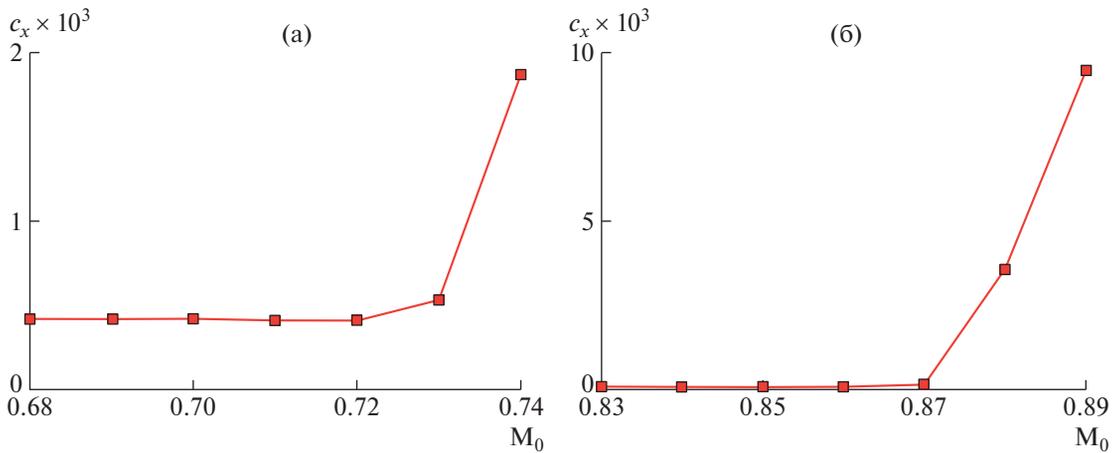


Рис. 5. Зависимость c_x близких к оптимальным по M^* несущих профилей, отвечающих $M^* = 0.7$ (а) и $M^* = 0.85$ (б), от M_0 .

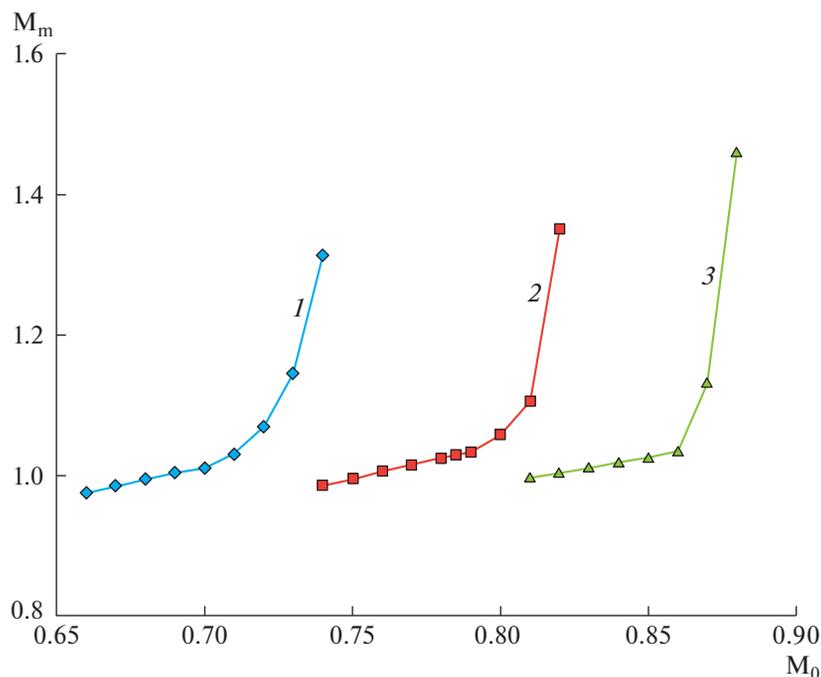


Рис. 6. Зависимость от M_0 максимальных чисел Маха M^m на близких к оптимальным по M^* несущих профилях, отвечающих $M^* = 0.7$ (1), 0.785 (2) и 0.85 (3).

тивления этих несущих профилей показывает рис. 5. Как и у несущего профиля с $M^* = 0.785$, увеличение c_x этих несущих профилей начинается не сразу при превышении расчетных значений чисел Маха набегающего потока $M_0 = M^*$ и идет не столь стремительно, как рост c_x суперкритических профилей [24] с такими же относительными толщинами h и расчетными числами Маха M_0 .

Рисунок 6 для близких к оптимальным по M^* несущих профилей дает зависимости от числа Маха набегающего потока M_0 максимальных чисел Маха M^m , которые реализуются на выпуклых участках их контуров. Для всех трех построенных профилей величина M^m слегка превышает единицу на расчетных $M_0 = M^*$, линейно по M_0 уменьшается при $M_0 < M^*$ и, ускоряясь, возрастает при $M_0 > M^*$. Сравнение кривых рис. 6 с кривыми рис. 3 и 5 показывает, что для близких к оптимальным по M^* несущих профилей ускоренный рост M^m начинается заметно раньше ускоренного роста волнового сопротивления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как и ожидалось, построение близких к оптимальным по M^* несущих профилей удалось благодаря простоте примененного для их построения прямого метода. Второй существенный, но понятый не сразу момент – отрицательные углы атаки. При положительных углах атаки искомые несущие профили не получались.

Авторы благодарны К.С. Пьянкову за предоставленные программы, консультации и обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (код проекта 20-01-00100).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gilbarg D., Shiffman M.* On Bodies Achieving Extreme Values of the Critical Mach Number. I // *J. Ration. Mech. and Analysis.* 1954. V. 3. № 2. P. 209–230.
2. *Крайко А.Н.* Плоские и осесимметричные конфигурации, обтекаемые с максимальным критическим числом Маха // *ПММ.* 1987. Т. 51. Вып. 6. С. 941–950.
3. *Fisher D.D.* Calculation of Subsonic Cavities with Sonic Free Streamlines // *J. Math. Phys.* 1963. V. 42. № 1. P. 14–26.
4. *Брутян М.А., Ляпунов С.В.* Оптимизация формы симметричных плоских тел с целью увеличения критического числа Маха // *Учен. зап. ЦАГИ.* 1981. Т. 12. № 5. С. 10–22.
5. *Щербаков С.А.* Расчет головной или кормовой части плокого тела, обтекаемого дозвуковым потоком с максимально возможным критическим числом Маха // *Учен. зап. ЦАГИ.* 1988. Т. 19. № 4. С. 10–18.
6. *Schwendeman D.W., Kropinski M.C.A., Cole J.D.* On the Construction and Calculation of Optimal Nonlifting Critical Airfoils // *ZAMP.* 1993. Bd 44. P. 556–571.
7. *Зигангареева Л.М., Киселев О.М.* О расчете кавитационного обтекания кругового конуса дозвуковым потоком сжимаемой жидкости // *ПММ.* 1994. Т. 58. Вып. 4. С. 93–107.
8. *Зигангареева Л.М., Киселев О.М.* Отрывное обтекание диска идеальным газом и тела с наибольшими критическими числами Маха // *Изв. РАН. МЖГ.* 1996. № 3. С. 166–172.
9. *Зигангареева Л.М., Киселев О.М.* О полубесконечных телах вращения, обтекаемых с максимальным критическим числом Маха // *ПММ.* 1997. Т. 61. Вып. 1. С. 97–107.
10. *Зигангареева Л.М., Киселев О.М.* О плоских конфигурациях, обтекаемых потоком идеального газа с максимальным критическим числом Маха // *ПМТФ.* 1998. № 5. С. 106–115.
11. *Крайко А.Н., Шаповалов В.А.* Плоские и осесимметричные тела, обтекаемые с наибольшими “критическими” числами Маха // *Изв. РАН. МЖГ.* 2022. № 4. С. 86–95.
12. *Крайко А.Н., Тилляева Н.И.* О кривизне граничных линий тока течений идеального газа в точках схода и присоединения // *ПММ.* 2022. Т. 96. Вып. 3. С. 349–364.
13. *Крайко А.Н.* Теоретическая газовая динамика: классика и современность. М.: Торус пресс, 2010. 440 с.
14. *Пьянков К.С., Тилляева Н.И.* Многокритериальная многодисциплинарная оптимизация лопатки рабочего колеса вентилятора на основе генетического алгоритма // *ТВФ.* 2010. № 3. С. 58–67.
15. *Крайко А.А., Пьянков К.С., Тилляева Н.И. и др.* Оптимизация биротативного вентилятора с учетом напряженно-деформированного состояния на основе генетического алгоритма // *ТВФ.* 2014. № 1. С. 22–34.
16. *Крайко А.А., Пьянков К.С., Тилляева Н.И.* Профилирование двусторонних несимметричных плоских сопел максимальной тяги // *Изв. РАН МЖГ.* 2016. № 1. С. 115–120.
17. *Тилляева Н.И.* Сравнение эффективности штыревых и комбинированных кольцевых сопел // *Изв. РАН. МЖГ.* 2017. № 4. С. 140–152.
18. *Крайко А.Н., Пьянков К.С., Тилляева Н.И. и др.* Внутренние скачки уплотнения при сверхзвуковом обтекании контуров оптимальных тел и сопел // *Изв. РАН. МЖГ.* 2020. № 6. С. 121–138.
19. *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др.* Численное решение многомерных задач газовой динамики // М.: Наука, 1976. 400 с.
20. *Колган В.П.* Применение принципа минимальных значений производной к построению конечноразностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // *Учен. зап. ЦАГИ.* 1972. Т. 3. № 6. С. 68–77.
21. *Тилляева Н.И.* Обобщение модифицированной схемы С.К. Годунова на произвольные нерегулярные сетки // *Учен. зап. ЦАГИ.* 1986. Т. 17. № 2. С. 18–26.
22. *Гринь В.Т., Крайко А.Н., Славянов Н.Н.* Решение задачи о запуске сопла, вмонтированного в торец ударной трубы // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1981. № 6. С. 117–123.

23. Браилко И.А., Попов Е.Н. Расчеты стационарных двух- и трехмерных вязких течений в межлопаточных каналах турбин // Труды НПО Энергомаш им. акад. В.П. Глушко. 2002. № 20. 448 с. С. 4–22.
24. Harris C.D. NASA Supercritical Airfoils. A Matrix of Family-Related Airfoils. 1990. NASA TR-2969.
25. Sobieczky H., Yu N.J., Fung K.-Y., Seebass A.R. A New Method for Designing Shock-Free Transonic Configurations // AIAA J. 1979. V. 17. № 7. P. 722–729.
26. Nakamura M. A Method for Obtaining Shockless Transonic Flows past Two-Dimensional Airfoils whose Profiles are Partially Modified from a Given Arbitrary Profile // Trans. Japan Soc. Aeronaut. and Space Sci. 1981. V. 23. № 62. P. 195–213.
27. Dulikravich D.S., Sobieczky H. Shockless Design and Analysis of Transonic Cascade Shapes // AIAA J. 1982. V. 20. № 11. P. 1572–1578.
28. Beauchamp P., Seebass A.R. Shock-Free Turbomachinery Blade Design // AIAA J. 1985. V. 23. № 2. P. 249–253.
29. Крайко А.Н., Пьянков К.С. Построение профилей и мотогондол, сверхкритических в околосзвуковом потоке идеального газа // ЖВМиМФ. 2000. Т. 40. № 12. С. 1890–1904.

УДК 533:517.95

ПОСТРОЕНИЕ ТОЧНЫХ РЕШЕНИЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ОДНОМЕРНОЙ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ БЕЗ ГРАДИЕНТНОЙ КАТАСТРОФЫ

© 2023 г. А. В. Аксенов^{a,b,*}, К. П. Дружков^{a,c,**}

^aМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

^bНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

^cМосковский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Россия

*E-mail: aksenov@mech.math.msu.su

**E-mail: konstantin.druzhkov@gmail.com

Поступила в редакцию 10.10.2022 г.

После доработки 12.10.2022 г.

Принята к публикации 12.10.2022 г.

Рассмотрена система уравнений, описывающая одномерные политропные движения газа. Получена классификация инвариантов характеристик вплоть до второго порядка рассматриваемой системы уравнений. Предложен метод сведения задач Коши к системам обыкновенных дифференциальных уравнений. С помощью инвариантов характеристик, дополнительных к инвариантам Римана, построены примеры решений без градиентной катастрофы.

Ключевые слова: газовая динамика, инварианты Римана, инварианты характеристик, градиентная катастрофа, точные решения

DOI: 10.31857/S0568528122600734, EDN: AJZXYK

Хорошо известные в газовой динамике инварианты Римана [1] представляют собой функции, постоянные на характеристиках одномерной системы уравнений, описывающей движения газа при баротропных процессах. При этом инварианты Римана зависят только от скорости и плотности газа. Понятие инварианта характеристик было естественным образом обобщено Дарбу [2] при исследовании промежуточных интегралов скалярных гиперболических уравнений. Инварианты характеристик представляют собой функции, постоянные на характеристиках систем дифференциальных уравнений. Вообще говоря, они могут зависеть от производных сколь угодно высоких порядков и тесно связаны с понятием интегрируемости уравнений в частных производных по Дарбу [2–5].

С помощью дополнительных инвариантов характеристик можно строить общее решение системы уравнений одномерной газовой динамики. Примеры построения общих решений без использования инвариантов характеристик приведены в работе [6].

Основной целью этой работы является построение решений, в которых невозможно наступление градиентной катастрофы. Известно, что в случае одномерных политропных движений газа по начальным условиям можно однозначно сказать, наступит ли градиентная катастрофа в соответствующем решении [7]. В нашей работе проводится исследование решений задач Коши на всей пространственной оси, в которых наступление градиентной катастрофы невозможно. С помощью инвариантов характеристик, дополнительных к инвариантам Римана, построение таких решений сводится к исследованию систем обыкновенных дифференциальных уравнений. Рассматриваемые решения обладают конечными массой, импульсом и энергией. Другие примеры решений без градиентной катастрофы, в том числе записанные в неявной аналитической форме, приведены в работе [8].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В безразмерных переменных система уравнений одномерной газовой динамики для политропных движений газа (давление задается соотношением $p = \gamma^{-1} \rho^\gamma$, $\gamma = \text{const}$) может быть записана в виде

$$\begin{aligned} u_t + uu_x + \rho^{\gamma-2} \rho_x &= 0 \\ \rho_t + u\rho_x + u_x \rho &= 0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь безразмерные величины t, x, u, ρ, c, p связаны с размерными временем t^* , пространственной координатой x^* , компонентой скорости u^* , плотностью $\rho^* > 0$, скоростью звука $c^*(\rho^*) > 0$ и давлением p^* с помощью соотношений

$$t = \frac{c_c t^*}{l_c}, \quad x = \frac{x^*}{l_c}, \quad u = \frac{u^*}{c_c}, \quad \rho = \frac{\rho^*}{\rho_c}, \quad c = \frac{c^*}{c_c}, \quad p = \frac{p^*}{\rho_c c_c^2}$$

Характерные длина l_c и плотность ρ_c могут быть определены для конкретных задач. Характерная скорость звука c_c соответствует характерной плотности.

Законы сохранения массы, импульса и энергии для системы уравнений (1.1) при $\gamma \neq 1$ могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{\mathbb{R}} \rho dx &= -(u\rho) \Big|_{-\infty}^{+\infty} \\ \frac{d}{dt} \int_{\mathbb{R}} u\rho dx &= -(u^2 \rho + \gamma^{-1} \rho^\gamma) \Big|_{-\infty}^{+\infty} \\ \frac{d}{dt} \int_{\mathbb{R}} \left(\frac{u^2 \rho}{2} + \frac{\rho^\gamma}{\gamma(\gamma-1)} \right) dx &= - \left(\frac{u^3 \rho}{2} + \frac{u\rho^\gamma}{\gamma-1} \right) \Big|_{-\infty}^{+\infty} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Система уравнений (1.1) обладает на характеристиках C_+ и C_- инвариантами Римана:

$$\begin{aligned} r &= u + \frac{2}{\gamma-1} \rho^{\frac{\gamma-1}{2}}, \quad C_+ : dx = \left(u + \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} \right) dt \\ l &= u - \frac{2}{\gamma-1} \rho^{\frac{\gamma-1}{2}}, \quad C_- : dx = \left(u - \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} \right) dt \end{aligned}$$

которые представляют собой примеры инвариантов характеристик, т.е. функций, постоянных вдоль характеристик.

Далее инварианты характеристик системы уравнений (1.1) будут использованы при построении ее точных решений.

2. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Для определения инвариантов характеристик системы уравнений (1.1) удобно использовать операторы полных производных

$$\begin{aligned} D_x &= \partial_x + u_x \partial_u + \rho_x \partial_\rho + \dots \\ D_t &= \partial_t + u_t \partial_u + \rho_t \partial_\rho + \dots \end{aligned}$$

Здесь мы предполагаем, что эти операторы продолжены на производные всех порядков. Введем в рассмотрение операторы полных производных в силу системы уравнений (1.1)

$$\begin{aligned} \bar{D}_x &= \partial_x + u_x \partial_u + \rho_x \partial_\rho + \dots \\ \bar{D}_t &= \partial_t - (uu_x + \rho^{\gamma-2} \rho_x) \partial_u - (u\rho_x + u_x \rho) \partial_\rho + \dots \end{aligned}$$

Теперь характеристики C_\pm могут быть описаны в терминах полных производных вдоль характеристических направлений

$$X_\pm = \bar{D}_t + \left(u \pm \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} \right) \bar{D}_x$$

Назовем функцию f инвариантом характеристики C_+ , если она удовлетворяет условию $X_+(f) = 0$. Здесь f может зависеть от переменных t, x, u, ρ и производных по x вплоть до некоторого конечного порядка. Аналогично определяются инварианты характеристики C_- .

3. КЛАССИФИКАЦИЯ ИНВАРИАНТОВ ХАРАКТЕРИСТИК

Будем искать инварианты второго порядка характеристики C_+ , т.е. функции вида $f = f(t, x, u, \rho, u_x, \rho_x, u_{xx}, \rho_{xx})$, удовлетворяющие условию

$$X_+(f) = 0$$

Прямыми вычислениями получаем следующее соотношение:

$$\begin{aligned} & u_{xxx} \left(\rho^{\frac{\gamma-1}{2}} f_{u_{xx}} - \rho f_{\rho_{xx}} \right) - \rho_{xxx} \left(\rho^{\gamma-2} f_{u_{xx}} - \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} f_{\rho_{xx}} \right) + f_t + \left(u + \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} \right) f_x + \left(\rho^{\frac{\gamma-1}{2}} u_x - \rho^{\gamma-2} \rho_x \right) f_u - \\ & - \left(\rho u_x - \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} \rho_x \right) f_\rho + \left(\rho^{\frac{\gamma-1}{2}} u_{xx} - \rho^{\gamma-2} \rho_{xx} - u_x^2 - (\gamma-2) \rho^{\gamma-3} \rho_x^2 \right) f_{u_x} - \left(\rho u_{xx} - \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} \rho_{xx} + 2u_x \rho_x \right) f_{\rho_x} - \\ & - (3u_x u_{xx} + 3(\gamma-2) \rho^{\gamma-3} \rho_x \rho_{xx} + (\gamma^2 - 5\gamma + 6) \rho^{\gamma-4} \rho_x^3) f_{u_{xx}} - 3(\rho_x u_{xx} + u_x \rho_{xx}) f_{\rho_{xx}} = 0 \end{aligned}$$

Поскольку искомая функция f не зависит от производных третьего порядка, коэффициенты при u_{xxx} и ρ_{xxx} должны быть нулевыми и рассматриваемое уравнение расщепляется на систему из трех уравнений, из которых только два уравнения независимы. Независимые уравнения имеют следующий вид:

$$\rho^{\frac{\gamma-3}{2}} f_{u_{xx}} - f_{\rho_{xx}} = 0 \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} & f_t + \left(u + \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} \right) f_x + \left(\rho^{\frac{\gamma-1}{2}} u_x - \rho^{\gamma-2} \rho_x \right) f_u - \left(\rho u_x - \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} \rho_x \right) f_\rho + \\ & + \left(\rho^{\frac{\gamma-1}{2}} u_{xx} - \rho^{\gamma-2} \rho_{xx} - u_x^2 - (\gamma-2) \rho^{\gamma-3} \rho_x^2 \right) f_{u_x} - \left(\rho u_{xx} - \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} \rho_{xx} + 2u_x \rho_x \right) f_{\rho_x} - \\ & - (3u_x u_{xx} + 3(\gamma-2) \rho^{\gamma-3} \rho_x \rho_{xx} + (\gamma^2 - 5\gamma + 6) \rho^{\gamma-4} \rho_x^3) f_{u_{xx}} - 3(\rho_x u_{xx} + u_x \rho_{xx}) f_{\rho_{xx}} = 0 \end{aligned} \quad (3.2)$$

В дальнейшем вместо аргумента u искомой функции f удобно использовать инвариант Римана r .

Из уравнения (3.1) следует, что искомая функция имеет вид $f = f(t, x, r, \rho, u_x, \rho_x, q)$, где $q = \rho^{\frac{\gamma-3}{2}} \left(u_{xx} + \rho^{\frac{\gamma-3}{2}} \rho_{xx} \right)$. Подставляя искомую функцию f в уравнение (3.2) и исключая переменную u_{xx} с помощью написанного выше выражения для q , получаем линейное по переменной ρ_{xx} соотношение. Тогда, расщепляя найденное соотношение по ρ_{xx} , получаем два уравнения на искомую функцию f :

$$4\rho^{\frac{\gamma-1}{2}} f_{u_x} - 4\rho f_{\rho_x} + (\gamma-3) \left(u_x + 5\rho^{\frac{\gamma-3}{2}} \rho_x \right) \rho^{\frac{\gamma-3}{2}} f_q = 0 \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} & f_t + \left(r + \frac{\gamma-3}{\gamma-1} \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} \right) f_x - \left(\rho u_x - \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} \rho_x \right) f_\rho - (u_x^2 + (\gamma-2) \rho^{\gamma-3} \rho_x^2 - \rho q) f_{u_x} - \\ & - \left(2u_x \rho_x + \rho^{\frac{5-\gamma}{2}} q \right) f_{\rho_x} - \left(\frac{\gamma+3}{2} q u_x + (\gamma^2 - 5\gamma + 6) \rho^{\frac{3\gamma-11}{2}} \rho_x^3 - \frac{\gamma-9}{2} \rho^{\frac{\gamma-3}{2}} q \rho_x \right) f_q = 0 \end{aligned} \quad (3.4)$$

Из уравнения (3.3) следует, что искомая функция имеет вид $f = f(t, x, r, \rho, a, b)$, где

$$a = \rho^{\frac{\gamma-3}{4}} \left(u_x + \rho^{\frac{\gamma-3}{2}} \rho_x \right) \quad (3.5)$$

$$b = \frac{\gamma^2 - 2\gamma - 3}{16(\gamma-1)\rho} u_x^2 + \frac{3\gamma^2 - 10\gamma + 3}{8(\gamma-1)} \rho^{\frac{\gamma-5}{2}} u_x \rho_x + \frac{13\gamma^2 - 50\gamma + 33}{16(\gamma-1)} \rho^{\gamma-4} \rho_x^2 + q$$

Подставляя искомую функцию f в уравнение (3.4) и исключая переменные ρ_x и q с помощью соотношений (3.5), получаем соотношение, линейное по переменной u_x и тождественно равное нулю по этой переменной. Расщепляя его по переменной u_x , получаем два уравнения на искомую функцию f . Первое уравнение имеет простой вид $f_\rho = 0$. Второе уравнение является классифицирующим уравнением и имеет следующий вид:

$$f_t + r f_x + \frac{\gamma-3}{\gamma-1} \rho^{\frac{\gamma-1}{2}} f_x - \frac{\gamma+1}{4} \rho^{\frac{3-\gamma}{4}} a (a f_a + 3b f_b) + \frac{3\gamma^3 - 7\gamma^2 - 7\gamma + 3}{64(\gamma-1)} \rho^{\frac{5-3\gamma}{4}} a^3 f_b = 0 \quad (3.6)$$

Здесь $\gamma \neq 1$ и $f = f(t, x, r, a, b)$.

Замечание 1. Случай $\gamma = 1$ выделяется отдельно. Прямыми вычислениями можно показать, что в этом случае нет дополнительных инвариантов второго порядка.

Используя отсутствие явной зависимости функции f от переменной ρ , из классифицирующего уравнения (3.6) находим только пять случаев существования дополнительных инвариантов.

Случай 1. $\gamma = -1$. В этом случае дополнительным инвариантом является

$$I = \frac{\rho^3}{\rho_x + \rho^2 u_x}$$

Случай 2. $\gamma = 1/3$. В этом случае дополнительным инвариантом является

$$I = \frac{b}{a^3}$$

Случай 3. $\gamma = 5/3$. В этом случае дополнительным инвариантом является

$$I = x - \left(u + 3\rho^{\frac{1}{3}} \right) t + \frac{3\rho}{\rho_x + \rho^{\frac{2}{3}} u_x}$$

Случай 4. $\gamma = 7/5$. В этом случае дополнительным инвариантом является

$$I = x - \left(u + 5\rho^{\frac{1}{5}} \right) t - \frac{25b}{3a^3}$$

Случай 5. $\gamma = 3$. В этом случае дополнительным инвариантом является

$$I = x - (u + \rho)t$$

Кроме того, в случаях 1, 3, 5 имеются дополнительные инварианты порядка не выше второго. Они могут быть получены из найденных инвариантов с помощью действия оператора инвариантного дифференцирования

$$\frac{1}{r_x} \overline{D}_x$$

4. СВЕДЕНИЕ ИСХОДНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ К ОДУ

Запишем исходную систему уравнений (1.1) в терминах инвариантов Римана (при $\gamma \neq 1$)

$$r_t + \frac{(1+\gamma)r + (3-\gamma)l}{4} r_x = 0$$

$$l_t + \frac{(1+\gamma)l + (3-\gamma)r}{4} l_x = 0 \quad (4.1)$$

Дополнительные инварианты характеристик позволяют свести большинство задач Коши для соответствующих систем уравнений к системам обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ). Для этого к системе (4.1) добавим соотношение:

$$I_- = h(l) \quad (4.2)$$

между инвариантом Римана l на характеристике C_- и ее дополнительным инвариантом I_- . Возникающие при этом условия совместности оказываются выполненными автоматически. Если используемый инвариант I_- корректно определен на начальных данных рассматриваемой задачи Коши, то соотношение (4.2) позволяет определить соответствующую функцию $h(l)$. Интегрирование характеристического поля X_+ , рассматриваемого в силу переопределенной системы уравнений (4.1), (4.2), сводится к замкнутой конечной системе ОДУ.

Замечание 2. Порядок инварианта I_- накладывает ограничения на порядок гладкости подходящих начальных условий.

Ниже при разных значениях параметра γ приведены соотношения между инвариантами характеристики C_- и соответствующие им системы ОДУ.

Случай 1. $\gamma = -1$. В этом случае, используя соотношение между инвариантами

$$(r - l)l_x = h(l)$$

получаем следующую систему ОДУ:

$$\dot{x} = l, \quad \dot{l} = -h(l)$$

Случай 2. $\gamma = 1/3$. В этом случае, используя соотношение между инвариантами

$$\frac{l_{xx}(r - l) + 2r_x l_x}{(r - l)^3 l_x^3} = h(l)$$

получаем следующую систему ОДУ:

$$\dot{x} = \frac{r + 2l}{3}, \quad \dot{r} = 0, \quad \dot{l} = \frac{l - r}{3} l_x, \quad \dot{l}_x = -\frac{l_x^2 + (r - l)^3 h(l)}{3}$$

Случай 3. $\gamma = 5/3$. В этом случае, используя соотношение между инвариантами

$$x - tl + \frac{l - r}{2l_x} = h(l)$$

получаем следующую систему ОДУ:

$$\dot{x} = \frac{2r + l}{3}, \quad \dot{r} = 0, \quad \dot{l} = \frac{(r - l)^2}{6(x - tl - h(l))} \quad (4.3)$$

Случай 4. $\gamma = 7/5$. В этом случае, используя соотношение между инвариантами

$$x - tl + (l - r) \frac{2l_x(4l_x - r_x) - (l - r)l_{xx}}{12l_x^3} = h(l)$$

получаем следующую систему ОДУ:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \frac{3r + 2l}{5}, \quad \dot{r} = 0, \quad \dot{l} = -\frac{l - r}{5} l_x \\ \dot{l}_x &= -\left(\frac{12(x - tl - h(l))l_x^3}{5(l - r)} + \frac{11}{5} l_x^2 \right) \end{aligned} \quad (4.4)$$

Случай 5. $\gamma = 3$. В этом случае, используя соотношение между инвариантами

$$x - tl = h(l)$$

получаем следующую систему ОДУ:

$$\dot{x} = r, \quad \dot{r} = 0$$

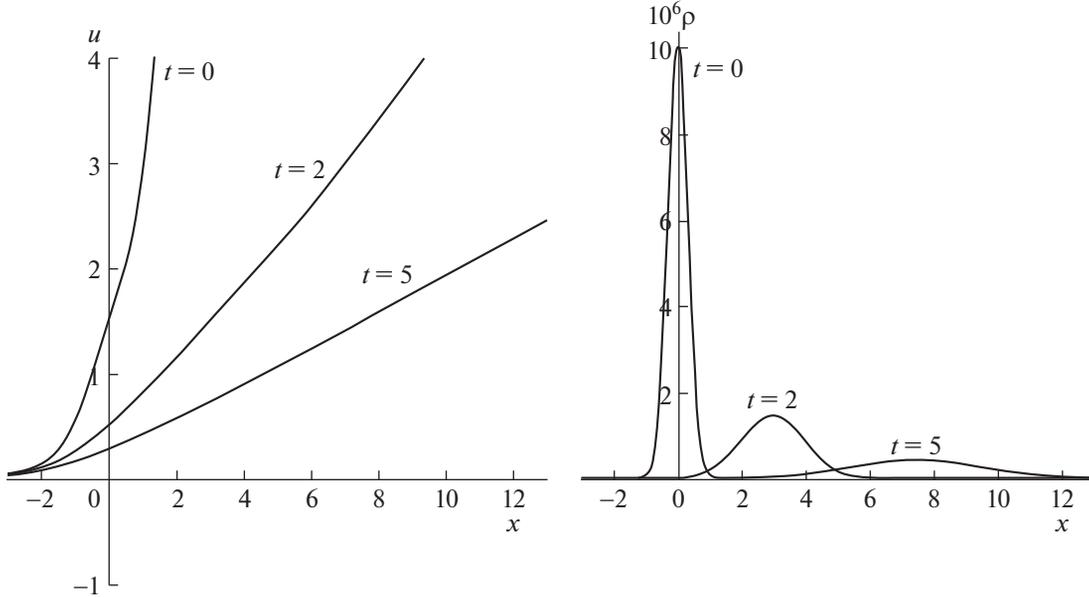


Рис. 1. Задача Коши (а) для $\gamma = 5/3$ в моменты $t = 0, 2, 5$.

5. ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЙ БЕЗ ГРАДИЕНТНОЙ КАТАСТРОФЫ

В монографии [7] приводится следующий критерий невозможности наступления градиентной катастрофы в решении гладкой задачи Коши для системы уравнений (4.1) при $-1 < \gamma \leq 3$:

$$r'_0(x) \geq 0, \quad l'_0(x) \geq 0$$

Далее рассмотрим две задачи Коши на всей пространственной оси для различных γ :

$$\begin{aligned} (a) : r_0(x) &= \exp(x) + \exp(-x^2), & l_0(x) &= \exp(x) \\ (b) : r_0(x) &= 2\operatorname{arctg}(x) + \exp(-x^2), & l_0(x) &= 2\operatorname{arctg}(x) \end{aligned} \tag{5.1}$$

В соответствующих решениях невозможно наступление градиентной катастрофы.

5.1. Случай $\gamma = 5/3$

В этом случае начальным условиям (5.1) соответствуют начальные скорость и плотность

$$\begin{aligned} (a) : u_0 &= \exp(x) + \frac{1}{2}\exp(-x^2), & \rho_0 &= \frac{1}{216}\exp(-3x^2) \\ (b) : u_0 &= 2\operatorname{arctg}(x) + \frac{1}{2}\exp(-x^2), & \rho_0 &= \frac{1}{216}\exp(-3x^2) \end{aligned}$$

При этом начальные масса, импульс и энергия в законах сохранения (1.2) конечны, а начальная скорость в задаче (b) ограничена. Соотношение между инвариантами при $t = 0$

$$x + \frac{l_0 - r_0}{2l'_0} = h(l_0)$$

позволяет определить соответствующие функции $h(l)$:

$$\begin{aligned} (a) : h(l) &= \ln l - \frac{1}{2l^{\ln l + 1}} \\ (b) : h(l) &= \operatorname{tg}\left(\frac{l}{2}\right) - \frac{1}{4}\exp\left(-\operatorname{tg}^2\left(\frac{l}{2}\right)\right)\left(\operatorname{tg}^2\left(\frac{l}{2}\right) + 1\right) \end{aligned}$$

Результаты численного исследования решений рассматриваемых задач Коши с помощью системы уравнений (4.3) представлены на рис. 1, 2.

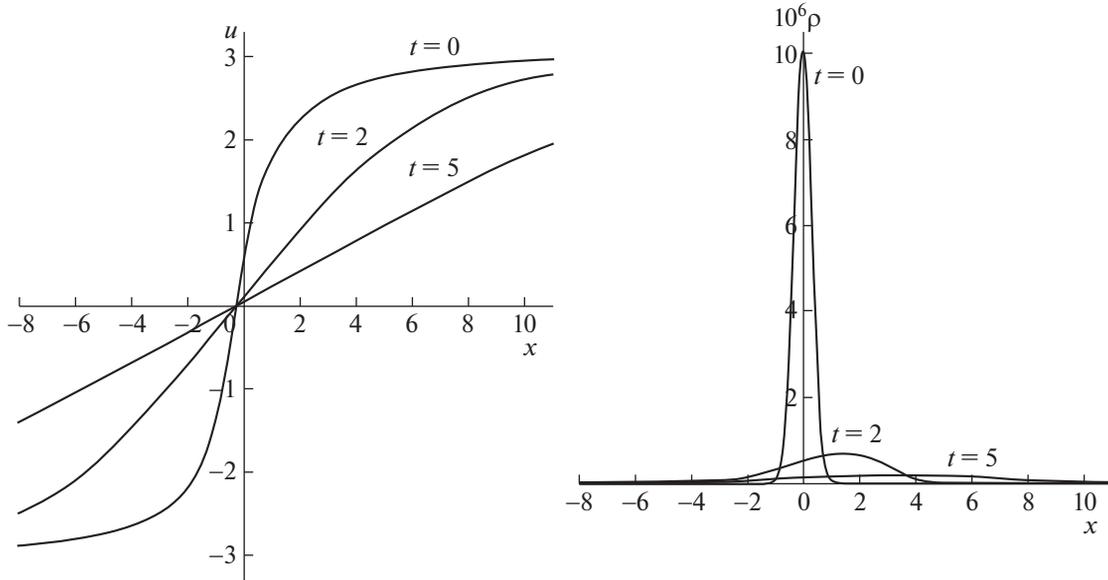


Рис. 2. Задача Коши (b) для $\gamma = 5/3$ в моменты $t = 0, 2, 5$.

5.2. Случай $\gamma = 7/5$

В этом случае начальным условиям (5.1) соответствуют начальная скорость и плотность

$$(a) : u_0 = \exp(x) + \frac{1}{2} \exp(-x^2), \quad \rho_0 = 10^{-5} \exp(-5x^2)$$

$$(b) : u_0 = 2 \operatorname{arctg}(x) + \frac{1}{2} \exp(-x^2), \quad \rho_0 = 10^{-5} \exp(-5x^2)$$

При этом начальные масса, импульс и энергия в законах сохранения (1.2) также конечны, а начальная скорость в задаче (b) ограничена. Соотношение между инвариантами при $t = 0$

$$x + (l_0 - r_0) \frac{2l_0'(4l_0' - r_0') - (l_0 - r_0)l_0'''}{12l_0'} = h(l_0)$$

позволяет определить соответствующие функции $h(l)$:

$$(a) : h(l) = \ln l - \frac{1}{3} l^{-2(\ln l + 1)} \ln l - \frac{1}{2} l^{-(\ln l + 1)} - \frac{1}{12} l^{-2(\ln l + 1)}$$

$$(b) : h(l) = \operatorname{tg}\left(\frac{l}{2}\right) - \exp\left(-2\operatorname{tg}^2\left(\frac{l}{2}\right)\right) \left(\frac{1}{2} \operatorname{tg}^5\left(\frac{l}{2}\right) + \frac{1}{8} \operatorname{tg}^3\left(\frac{l}{2}\right) + \frac{1}{24} \operatorname{tg}\left(\frac{l}{2}\right)\right) - \frac{1}{4} \exp\left(-\operatorname{tg}^2\left(\frac{l}{2}\right)\right) \left(\operatorname{tg}^2\left(\frac{l}{2}\right) + 1\right)$$

Результаты численного исследования решений рассматриваемых задач Коши с помощью системы уравнений (4.4) представлены на рис. 3, 4.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для некоторых уравнений состояния найдены инварианты характеристик порядка два, дополнительные к инвариантам Римана. Дополнительные инварианты характеристик позволяют свести решения задач Коши к решению систем ОДУ и построить решения без градиентной ка-

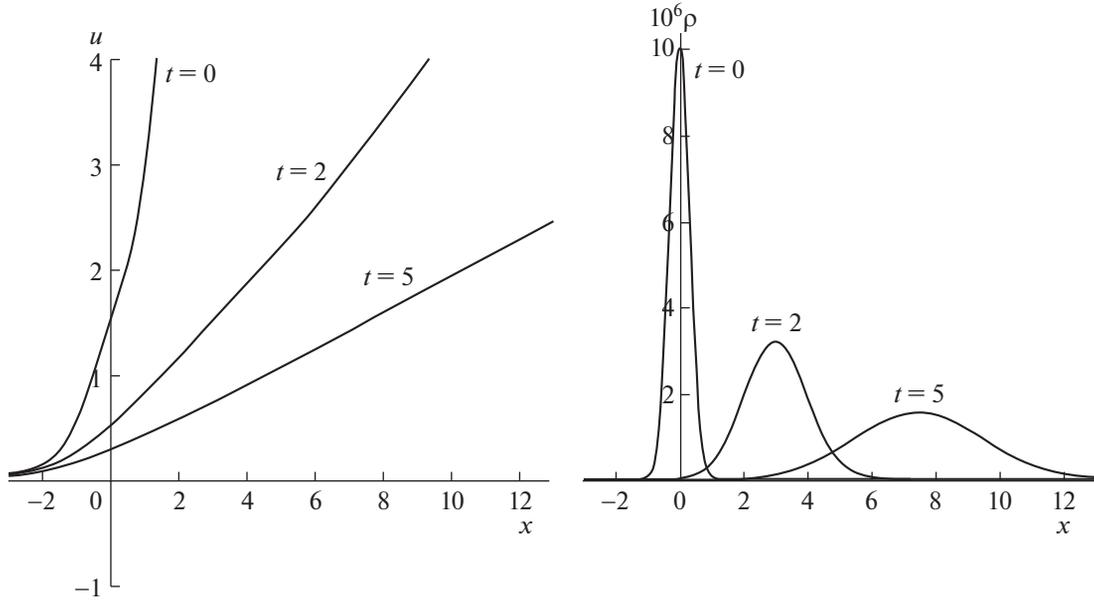


Рис. 3. Задача Коши (а) для $\gamma = 7/5$ в моменты $t = 0, 2, 5$.

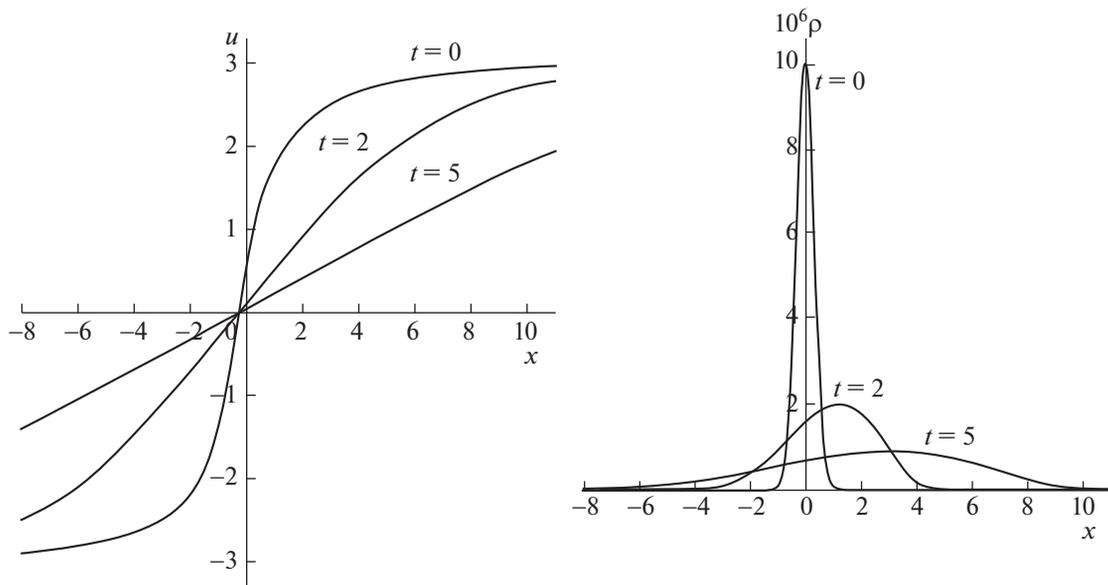


Рис. 4. Задача Коши (б) для $\gamma = 7/5$ в моменты $t = 0, 2, 5$.

гастрофы. Результаты исследования могут быть использованы при апробации численных методов решения уравнений газовой динамики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Riemann B.* Über die Fortpflanzung ebener Luftwellen von endlicher Schwingungweite // Aus dem achten Bande der Abhandlungen der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematischphysikalische Klasse. 1860. Band 8. Nr. 43. S. 43–66. [Retrieved from <https://eudml.org/doc/135717>]

2. *Darboux M.G.* Sur la théorie des équations aux dérivées partielles du second ordre // Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences Paris. 1870. V. 70. P. 675–678.
3. *Darboux M.G.* Sur la théorie des équations aux dérivées partielles // Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences Paris. 1870. V. 70. P. 746–749.
4. *Goursat M.E.* Leçons sur l'intégration des équations aux dérivées partielles du second ordre a deux variables indépendantes. Tome II. Paris. 1898. 174 p. (Librairie scientifique A. Hermann)
5. *Капцов О.В.* Методы интегрирования уравнений с частными производными. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. 184 с.
6. *Аксенов А.В.* Нелинейные периодические волны в газе // Изв. РАН. МЖГ. 2012. № 5. С. 88–98.
7. *Рождественский Б.Л., Яненко Н.Н.* Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике, М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1978. 687 с.
8. *Aksenov A.V., Druzhkov K.P., Kapsov O.V.* Application of invariants of characteristics to construction of solutions without gradient catastrophe // International Journal of Non-Linear Mechanics. 2022. V. 147. № 104249. P. 1–8.

УДК 533.6.011.72

ФОРМИРОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ ЛОКАЛИЗАЦИИ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ В НЕСТАЦИОНАРНОМ ПОТОКЕ В КАНАЛЕ С ПРЕПЯТСТВИЕМ

© 2023 г. Д. И. Долбня^{а,*}, И. А. Знаменская^а, А. Е. Луцкий^б, Н. Н. Сысов^а

^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

^бИнститут прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

*E-mail: tatarenkova.darya@yandex.ru

Поступила в редакцию 26.05.2022 г.

После доработки 01.09.2022 г.

Принята к публикации 10.10.2022 г.

Представлены результаты исследований по воздействию импульсного объемного и поверхностного разрядов на высокоскоростное течение газа в прямоугольном канале ударной трубы с изменением профиля (препятствием на нижней стенке). Однократный наносекундный поверхностный разряд и разряд с предыонизацией от плазменных электродов (комбинированный разряд) инициировался в потоке за ударной волной с числами Маха Ms 3.2–3.4. Препятствие определяет распределение параметров обтекающего его потока и перераспределение плазмы импульсного разряда. Численным моделированием получены поля плотности газодинамического потока в условиях эксперимента и проведено сравнение с распределением плазмы разряда. Показано, что ударно-волновое воздействие разряда на поток за препятствием продолжалось от 25 до 70 мкс.

Ключевые слова: ударная волна, самолокализация разряда, плазменные электроды, отрывное течение, объемный разряд, поверхностный разряд, эффект быстрого нагрева

DOI: 10.31857/S0568528122600308, EDN: AFAUGH

Плазменное воздействие на газодинамические потоки активно исследуется с точки зрения возможности управления ими. В обзоре [1] основное внимание уделено эффектам, в основе которых лежит сверхбыстрый (за наносекундные времена) локальный нагрев газа. Показано, что в настоящее время главные успехи в управлении скоростными потоками с помощью газовых разрядов связаны именно с таким воздействием. Особенно широко распространены частотные разряды (как правило, барьерные поверхностные), способные затягивать отрыв пограничного слоя на обтекаемых поверхностях [1–3] и влиять на структуру ударно-волнового течения при сверхзвуковом обтекании [4]. К основным преимуществам можно отнести простоту конструкции, отсутствие движущихся частей, незначительные габариты и вес, малую инерционность, возможности установки заподлицо с обтекаемой поверхностью [1, 3, 5]. Импульсные разряды чаще используют в закрытых каналах, камерах внутреннего сгорания летательных аппаратов — для стабилизации горения и сверхзвукового зажигания [6, 7]. Неоднородности на обтекаемых поверхностях, изменения профиля газодинамического канала приводят к перераспределению плазмы разряда в потоке. С газодинамической точки зрения, причинами появления неоднородностей являются зоны отрыва, ударные волны (УВ), вихри и косые скачки [8].

В данной работе экспериментально исследуется импульсное плазменное воздействие на сверхзвуковой воздушный поток в канале ударной трубы с препятствием, представляющим собой диэлектрический параллелепипед (см. рис. 1). Высокоскоростной поток формировался за ударной волной (при числе Маха $M = 3.3 \pm 0.1$) в ударной трубе сечением 48×24 мм с разрядной секцией. Визуализация потока велась теневым методом высокоскоростной камерой при частоте съемки 150000 кадров в секунду [9]. Обтекание препятствия устанавливалось около 100 мкс после прохода УВ через препятствие и длилось затем при постоянных газодинамических условиях (спутный стационарный поток) более 600 мкс, после чего скорость потока постепенно уменьшалась. В однородном потоке в заданном интервале газодинамические величины (плотность, скорость и давление), рассчитываются из соотношений Ренкина–Гюгонио.

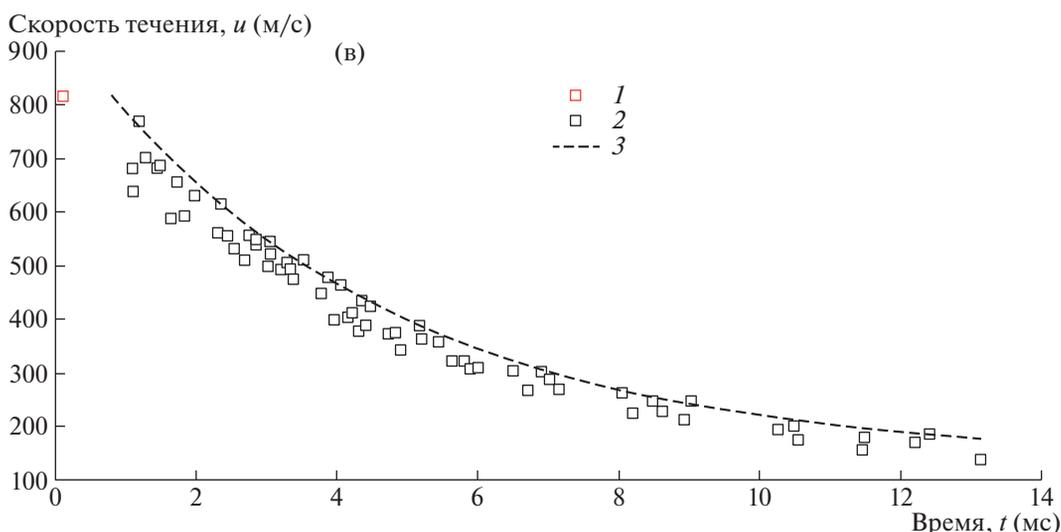
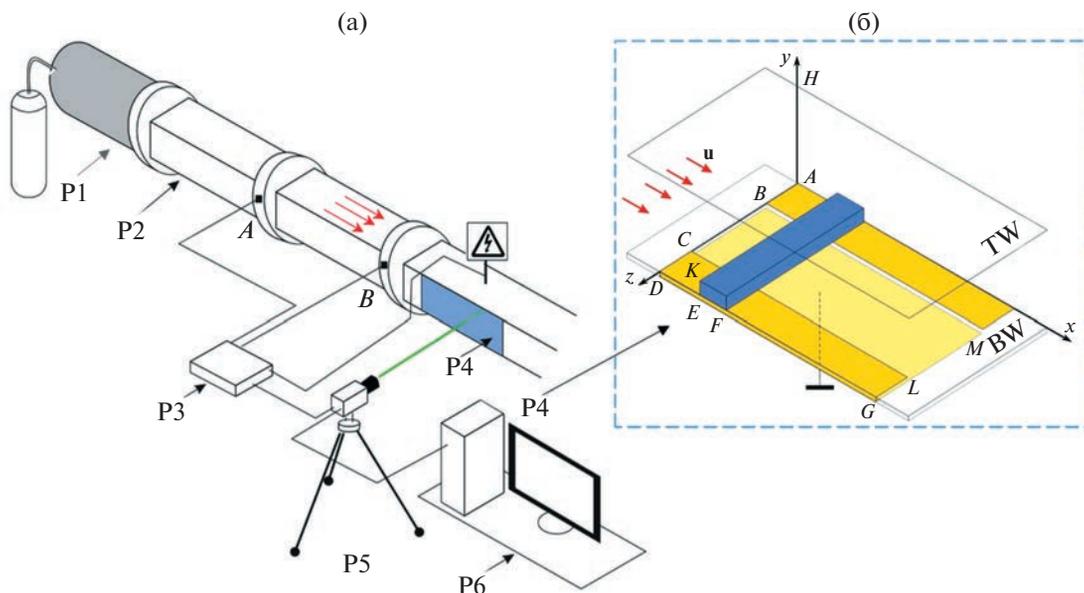


Рис. 1. Схема ударной трубы (а) и поверхности (б) внутри разрядной камеры, обтекаемой набегающим потоком (в): профиль (эксперимент, аппроксимация) скорости набегающего потока, двигающегося за ударной волной с числом Маха $Ms = 3.2$ без вставки: P1 – камера высоко давления, P2 – камера низкого давления, P3 – система синхронизации, P4 – разрядная камера, P5 – высокоскоростная камера/ССD, P6 – компьютер, TW – верхняя и BW – нижняя поверхности с электродами; 1 – скорость спутного потока из соотношения Ренкина–Гюгоньо, 2 – скорость трассеров (эксперимент), 3 – профиль скорости (эксперимент).

На первом этапе были исследованы характеристики разряда и течения, создаваемые при инициировании импульсного объемного разряда с преионизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов/электродов CLMB (см. рис. 16). При этом устройство электродов на верхней и нижней стенках идентично [8]. Течение происходило в канале со вставкой в покоящемся газе с плотностью воздуха ρ до 0.25 кг/м^3 и в потоке при ρ от 0.03 до 0.30 кг/м^3 . Сначала (в течение $60\text{--}100 \text{ нс}$) на верхней и нижней поверхностях камеры горели плазменные листы – разряды, скользящие по межэлектродной поверхности диэлектрика. Скользящий разряд создавал ультрафиолетовое излучение высокой интенсивности и ионизировал газ в рабочей секции (преимущественно между плазменными электродами), подготавливая таким образом рабочий объем к созданию однородного импульсного объемного разряда длительностью до $300\text{--}400 \text{ нс}$. В однородном потоке фаза объемного разряда характеризуется достаточно высокой степенью пространственной однородности во всех направлениях [8]. Поверхностный разряд сопровожда-

ется возникновением ударных волн, распространяющихся в направлении, перпендикулярном направлению потока за падающей ударной волной в канале. Поверхностные разряды играют также роль плазменных электродов объемного разряда.

Диэлектрическая вставка КЕФ (см. рис. 1) размерами $6 \times 2 \times 48$ мм, внесенная в электрическое поле, создаваемое при импульсной ионизации, приводила к перераспределению энергии импульсного объемного разряда наносекундной длительности, в первую очередь на поверхности (подробное описание эффекта представлено в работе [8]). Помимо различий в локализации разряда увеличивались длительность и яркость свечения плазменных каналов вблизи вставки (препятствия), связанные с эффектом вытеснения. Эффект перераспределения энергии импульсного разряда подразумевает индуцирование ударной волны сложной конфигурации; криволинейные ударные волны, инициированные из области усиленного свечения вблизи вставки, сильнее по сравнению с квазиплоскими фронтами ударных волн, наблюдаемыми в отсутствие препятствия. Анализ динамики индуцированных ударно-волновых структур показал, что количество энергии импульсного разряда, в области разряда, увеличивается по направлению к поверхностям вставки. Вблизи препятствия концентрация энергии разряда быстро увеличивается за счет эффекта быстрого нагрева в 5–7 раз [8] по сравнению со средней плотностью энергии в свободном плазменном слое ($d = 0.7$ мм).

На следующем этапе исследований вставка обтекалась поперечным набегающим потоком, реализованным в ударной трубе. График изменения во времени скорости потока для начального числа Маха $Ms = 3.2$ представлен на рис. 1в. Скорость потока за ударной волной измерялась по трассерам. Аппроксимирующая кривая по верхним точкам – пунктирная линия. Подробное описание измерения трассерным методом скорости и методом PIV в данной ударной трубе представлено в работе [10].

Разряд (как объемный ОР, так и поверхностный ПР) инициировался в заданный момент течения за плоской ударной волной. Он локализуется, прежде всего, в зоны отрыва в области низкой плотности (в частности, за препятствием).

Теневые изображения и мгновенные изображения свечения плазмы разрядов сравнивались с расчетными при одинаковых параметрах течения. Численное моделирование задачи, при сравнении с экспериментом, позволило интерпретировать поле свечения импульсного разряда, коррелирующее с мгновенным полем плотности (либо давления). Для численной аппроксимации систем уравнений Эйлера была применена явная квазимонотонная схема, представляющая собой вариант метода С.К. Годунова повышенного порядка точности [11]. Расчетная область представляла собой участок рабочей камеры размерами 130×24 мм. Ударная волна распространялась слева направо по расчетной области. На левой границе счетной области задавались газодинамические величины, соответствующие состоянию за фронтом ударной волны с числом Маха $Ms = 3.2$. Таким образом, в ходе расчета моделировался весь процесс движения ударной волны в канале, включая отражение и дифракцию на препятствии.

В газовом потоке с объемным неоднородным распределением плотности разряд также “стягивается” в области относительно пониженной плотности. Интегральное свечение разряда соответствует мгновенной картине течения с точки зрения газовой динамики.

При взаимодействии ударной волны с прямоугольным препятствием наблюдается в первую очередь отражение, а затем дифракция на препятствии (см. рис. 2). Формируется ударно-волновое течение с образованием трехударной конфигурации вследствие взаимодействия отраженной и дифрагированной УВ. На рис. 2 представлены четыре изображения после прохода ударной волны; ударная волна находится в разрядном промежутке в 5 мм после препятствия. Теневой снимок (рис. 2а) показывает структуру ударно-волнового взаимодействия. На интегральном фотоснимке поля свечения объемного (рис. 2б) разряда ОР наблюдаются плазменная структура длиной 30 мм (от электрода до электрода – рис. 1б) за выступом в виде шнура и плазменный лист на верхней стенке и свечение объемного разряда перед плоской ударной волной. На фотоснимке поля свечения двух плазменных листов ПР (рис. 2в) также наблюдаются плазменная структура длиной 30 мм (от электрода до электрода – рис. 1б) за выступом в виде шнура и плазменные листы, объемная фаза отсутствует. При дифракции на обратном уступе образуется вихрь со значительным падением плотности в нем, что отчетливо видно на численном изображении поля плотности (рис. 2г).

Течение за ударной волной представляет сложную структуру, состоящую, из спутного потока с постоянной на начальном этапе сверхзвуковой скоростью и позже – непрерывно замедляющегося течения, скорость в котором снижается из-за прихода волны разрежения см. (рис. 1в). При сверхзвуковом обтекании выступа перед ним возникает головная ударная волна; серии волн

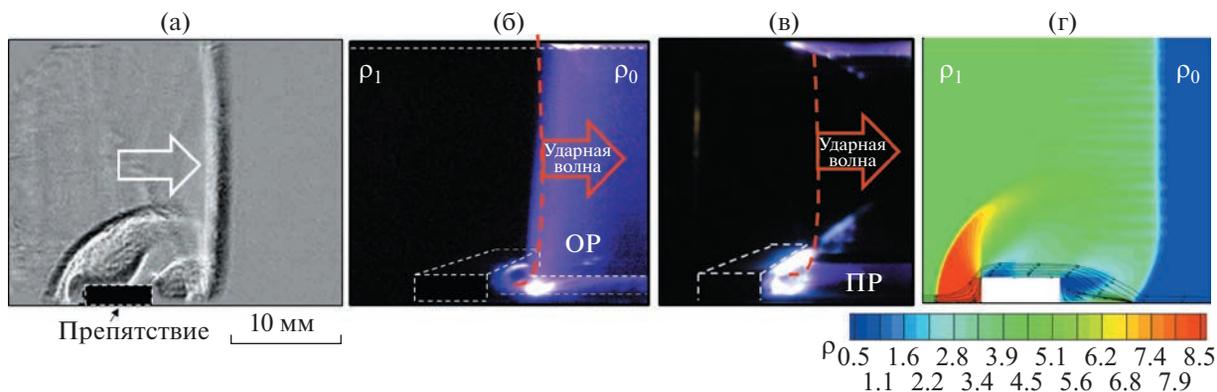


Рис. 2. Импульсный разряд при прохождении УВ через препятствие; (а) теневой снимок без разряда, (б) интегральное по времени инициирования разряда свечение объемного разряда ОР, (в) интегральное свечение поверхностного разряда, (г) двумерное численное моделирование плотности и линии тока без разряда. Число Маха падающей ударной волны $Ms = 3.2$.

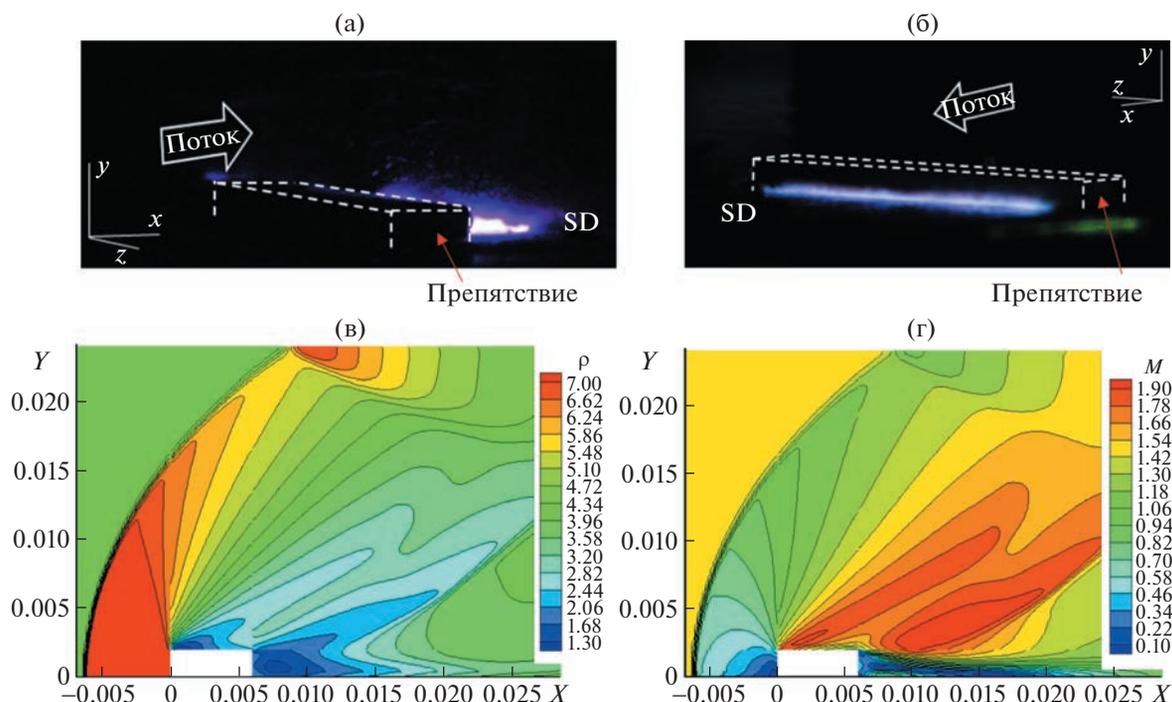


Рис. 3. Свечение импульсного поверхностного разряда ПР (а, б) в сверхзвуковом потоке через 210 мкс после прохода УВ через препятствие. Локализация поверхностного разряда в зоне отрыва при скорости набегающего потока 820 м/с. Поле плотности (в) и числа Маха при этих же условиях (г).

сжатия, исходящих от слоя сдвига, которые образуют наклонный скачок – по верхней поверхности препятствия, и область рециркуляции в подветренной области, из точки присоединения которой формируется скачок присоединения [11, 12].

Наличие подобных неоднородностей плотности газа в газодинамическом потоке приводило к пространственному перераспределению плазмы объемного разряда ОР и приповерхностному перераспределению плазменного листа на нижней стенке. В обоих случаях наиболее выражена локализация плазмы разрядов в области отрыва (низкой плотности) около препятствия.

На рис. 3а представлены снимки свечения ПР в подветренной зоне отрыва за препятствием через 400 мкс после прохода УВ с числом Маха $Ms = 3.2$. Скорость набегающего потока сохраняется близкой к начальной ($u = 820$ м/с). Приповерхностное свечение разряда (см. рис. 3б) в по-

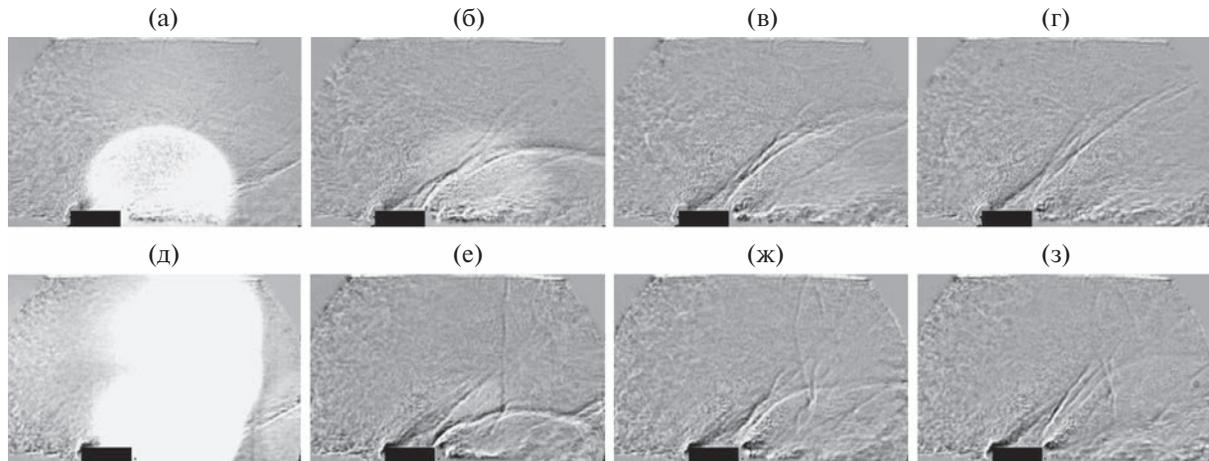


Рис. 4. Ударно-волновые рации от локализованного в подветренную зону отрыва поверхностного ПР (а–г) и объемного ОР (д–з) разряда при скорости набегающего потока 820 м/с.

токе свидетельствует об отрывном течении за препятствием, где реализуется относительно низкое значение плотности (см. численное моделирование (ЧМ) на рис. 3в–г). Сравнение ЧМ с фотоснимком свечения показывает качественное совпадение областей пониженной плотности (рис. 3в) и повышенного свечения (рис. 3а).

На рис. 4 теневая съемка демонстрирует, что локализация сильноточных разрядов (ПР и ОР) в зону низкой плотности около препятствия приводит к инициированию взрывных УВ. Для поверхностного разряда ПР (рис. 4а–4г, интервал между снимками 6.6 мкс) волна имеет полуцилиндрическую форму, так как энерговыклад локализован в протяженный плазменный шнур в зоне за препятствием. Взрывная волна ослабляется и пропадает через 25–35 мкс.

Инициирование импульсного объемного разряда ОР (рис. 4д–4з) вскоре после прохода УВ через препятствие (скорость потока также 820 м/с), тоже приводит к перераспределению разряда в короткоживущий сильноточный плазменный канал вдоль выступа, вызванный снижением плотности течения в канале. ОР имеет и вторую область локализации энерговыклада на поверхности препятствия. Поэтому взрывная волна имеет несколько вытянутую форму, вертикальная составляющая ее скорости меньше (рис. 4д–4з). Взрывная волна сносится потоком через 25–35 мкс в обоих случаях. Также часть энергии объемного разряда уходит на пространственные неоднородности в зоне между плазменными электродами.

На рис. 5 приведены расчет поля плотности (а) и теневые кадры ударно-волновых конфигураций (б–е) при инициировании ОР через 4.5 мс после прохода падающей УВ через препятствие. Скорость основного набегающего потока в продольном направлении в эксперименте и в численном моделировании при этом существенно ниже – и была равна 390 ± 10 м/с (рис. 1в). При численном моделировании этого режима на входной границе задавались газодинамические величины (плотности и давление), соответствующие скорости 390 м/с, полученные из одномерного расчета движения и эволюции разрывов в канале после раскрытия диафрагмы. При данной скорости область низкой плотности располагается над верхней поверхностью препятствия. Импульсный энерговыклад приводит к возникновению квазицилиндрической взрывной УВ, равномерно распространяющейся навстречу потоку и по потоку.) Наблюдается термик, характерный для энерговыделения. Термик сносится по потоку. Взрывная волна сносится потоком и исчезает через 50–70 мкс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реализовано и исследовано экспериментально ударно-волновое воздействие объемного разряда ОР с предыонизацией наносекундной длительности на внутреннее течение в прямоугольном канале с прямоугольным препятствием $48 \times 2 \times 6$ мм. Длительность воздействия разряда увеличивается от 25 до 70 мкс по мере уменьшения скорости течения от 820 до 390 м/с. Сравнение с результатами численного моделирования показало, что локализация энергии разряда и инициирование взрывных волн происходит в зонах низкой плотности: отрыва на препятствии

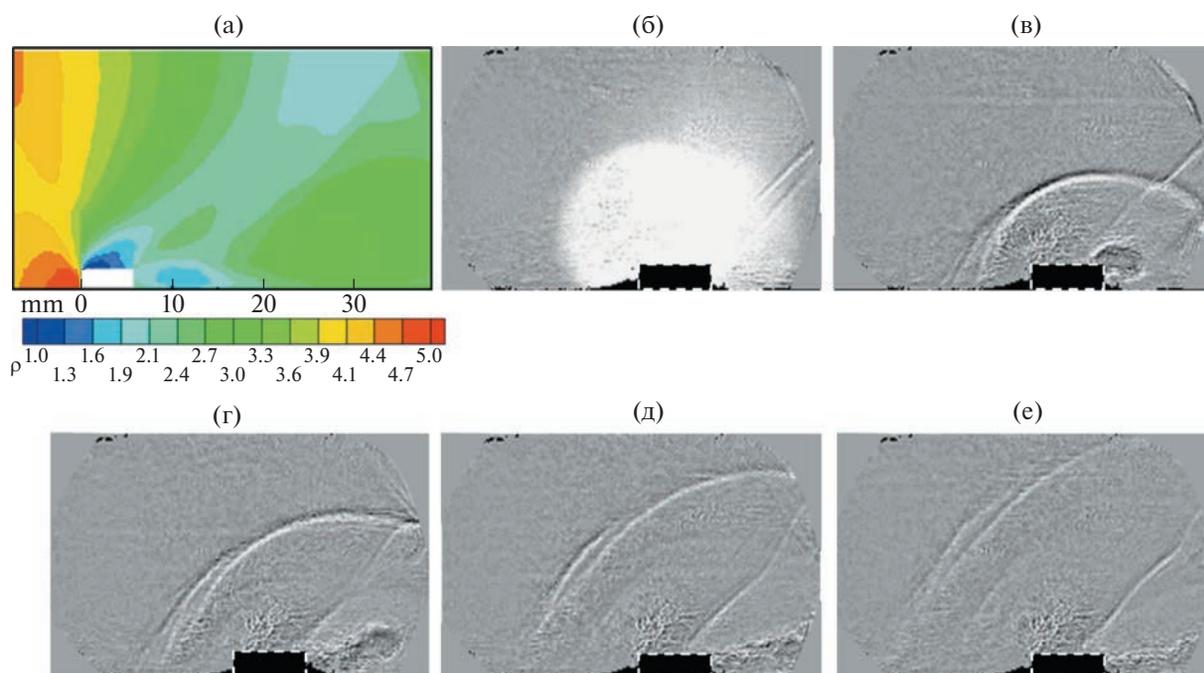


Рис. 5. Поле плотности потока при обтекании препятствия со скоростью 390 м/с – без разряда (а) и ударно-волновые рации (б–е) от локализованного над верхней поверхностью препятствия объемного разряда при скорости набегающего потока 390 м/с.

(при малых скоростях потока) и в подветренной зоне препятствия (при больших скоростях потока), куда и происходит локализация значительной части энергии разряда.

Воздействие на внешнее обтекание препятствия реализуется при инициировании поверхностного разряда ПР (сильноточный плазменный лист). Распределение энергии (и свечения) также связано с полем плотности в приповерхностной области в потоке. Результатом локализации поверхностного разряда ПР в подветренную область препятствия является инициирование полужилиндрических взрывных конфигураций, сносимых потоком в течение 25–70 мкс (в зависимости от скорости основного потока в канале).

Таким образом, показано, что на базе рассмотренных эффектов возможно контролируемое плазменное воздействие на внутреннее и внешнее высокоскоростное течение газа при наличии изменения обтекаемого профиля. Воздействие происходит как за счет локализации плазмы, так и за счет ударно-волнового течения вблизи препятствия. Возможное использование наблюдаемого эффекта – управление ламинарно-турбулентным переходом, управление отрывом пограничного слоя, подвод энергии в зоны воспламенения и горения.

Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета “Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина”.

Д.И. Долбня является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” для аспирантов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стариковский А.Ю., Александров Н.Л. Управление газодинамическими потоками с помощью сверхбыстрого локального нагрева в сильнонерасовнованной импульсной плазме // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 2. С. 126–192. <https://doi.org/10.31857/S0367292121020062>
2. Wang J.-J., Choi K.-S., Feng L.-H., Jukes T.N., Whalley R.D. Recent developments in DBD plasma flow control // Progress in Aerospace Sciences. 2013. V. 62. P. 52–78. <https://doi.org/10.1016/J.PAEROSCI.2013.05.003>

3. *Kotsonis M.* Diagnostics for characterisation of plasma actuators // *Meas. Sci. Technol.* 2015. V. 26. № 9. P. 092001.
<https://doi.org/10.1088/0957-0233/26/9/092001>
4. *Суржиков С.Т.* Гиперзвуковое обтекание острой пластины и двойного клина с электромагнитным актюатором // *Изв. РАН. МЖГ.* 2020. Т. 6. С. 106–120.
<https://doi.org/10.31857/S0568528120060110>
5. *Bayoda K.D., Benard N., Moreau E.* Nanosecond pulsed sliding dielectric barrier discharge plasma actuator for airflow control: Electrical, optical, and mechanical characteristics // *Journal of Applied Physics.* 2015. V. 118. № 6. P. 063301.
<https://doi.org/10.1063/1.4927844>
6. *Leonov S.B., Kochetov I.V., Napartovich A.P., Sabel V.A., Yarantsev D.A.* Plasma-induced ethylene ignition and flameholding in confined supersonic air flow at low temperatures // *IEEE Trans Plasma Sci.* 2011. V. 39. № 2. P. 781–787.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2010.2091512>
7. *Feng R., Li J., Wu Y., Zhu J., Song X., Li X.* Experimental investigation on gliding arc discharge plasma ignition and flame stabilization in scramjet combustor // *Aerospace Science and Technology.* 2018. V. 79. P. 145–153.
<https://doi.org/10.1016/J.AST.2018.05.036>
8. *Znamenskaya I.A., Dolbnya D.I., Ivanov I.E., Kuli-zade T.A., Sysoev N.N.* Pulse volume discharge behind shock wave in channel flow with obstacle // *Acta Astronautica.* 2022. V. 195. P. 493–501.
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2022.03.031>
9. *Знаменская И.А.* Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей. Обзор // *Научная визуализация.* 2021. Т. 13. № 3. С. 125–158.
<https://doi.org/10.26583/sv.13.3.13>
10. *Znamenskaya I.A., Koroteeva E.Y., Timokhin M.Y., Kuli-zade T.A., Tatarenkova D.I.* Experimental investigation of the flow dynamics and boundary layer in a shock tube with discharge section based on digital panoramic methods // *AIP Conference Proceedings.* 2018. V. 2027. P. 030161.
11. *Borisov V.E., Chetverushkin B.N., Davydov A.A., Khankhasaeva Ya.V., Lutskii A.E.* Heat flux in supersonic flow past ballistic model at various angles of attack and wall temperatures // *Acta Astronautica.* 2021. V. 183. P. 52–58.
12. *Cheeda V.K., Kumar A., Ramamurthi K.* Influence of shear layers on the structure of shocks formed by rectangular and parabolic blockages placed in a subsonic flow-field, // *Shock Waves.* 2013. V.24. № 2. P. 157–169.
<https://doi.org/10.1007/s00193-013-0476-1>
13. *Bedarev I.A., Goldfeld M.A., Zakharova Yu.V., Fedorova N.N.* Investigation of temperature fields in supersonic flow behind a backward-facing step // *Thermophysics and Aeromechanics.* 2009. V. 16. № 3. P. 355–366.
<https://doi.org/10.1134/S0869864309030044>